

# **Modellbildung von Abgasturboladern mit variabler Turbinengeometrie an schnellaufenden Dieselmotoren**

vom Fachbereich 18  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Dissertation  
von

Dipl.-Ing. Jens-Achim Kessel  
geboren am 09. Mai 1968

Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. R. Isermann  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Bernd Stoffel

Tag der Einreichung: 18.10.2002

Tag der mündlichen Prüfung: 06.06.2003



## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Rolf Isermann am Institut für Automatisierungstechnik (Fachgebiet Regelungstechnik und Prozeßautomatisierung) der Technischen Universität Darmstadt.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Rolf Isermann für die fachliche und persönliche Unterstützung, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen hat.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Bernd Stoffel danke ich für sein der Arbeit entgegengebrachtes Interesse und die Bereitschaft zur Übernahme des Korreferates.

Danken möchte ich auch meinen Kollegen, insbesondere der Motorengruppe, die mich mit kritischen Anmerkungen und produktiven Diskussionen auf dem vielfältigen, kreativen Weg begleitet haben und mich selbst nach dem Verlassen des IAT bei der Fertigstellung der Arbeit mit Räumlichkeiten und Material intensiv unterstützt haben.

Der Firma Technogerma Systems GmbH möchte ich ebenfalls für die Unterstützung und die wiederholte Freistellung für längere Zeiträume danken, wodurch mir die Fertigstellung der Arbeit im wesentlichen ermöglicht wurde.

Meiner Familie danke ich besonders herzlich für die moralische Unterstützung sowie die aufgebrachte Geduld und Rücksichtnahme während der Fertigstellung der Arbeit.

Zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, daß sie mir das Studium in Darmstadt ermöglicht haben, aus dem diese Arbeit letztendlich hervorgegangen ist.

Dieburg, im März 2002

Jens-Achim Kessel



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>11</b>
1.1	Literaturübersicht . . . . .	13
1.2	Ziele dieser Arbeit . . . . .	14
1.3	Lokalisierung in einer Gesamtsimulation . . . . .	14
1.4	Inhaltliche Gliederung . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Thermodynamische Grundlagen des Turboladermodells</b>	<b>19</b>
2.1	Thermodynamische Grundlagen . . . . .	22
2.1.1	Temperatur und innere Energie . . . . .	22
2.1.2	Druck und spezifisches Volumen eines ruhenden Gases . . . . .	28
2.1.3	Energieformen des ruhenden und strömenden Gases . . . . .	30
2.1.4	Enthalpie . . . . .	31
2.1.5	Entropie . . . . .	32
2.1.6	Mittlere spezifische Wärme . . . . .	34
2.1.7	Bilanzgleichungen für strömende Gase . . . . .	36
2.1.8	Zusammenfassung . . . . .	39
2.2	Adiabate Strömung . . . . .	39
2.2.1	Adiabate Düsenströmung . . . . .	43
2.2.2	Kritisches Druckverhältnis und Schallgeschwindigkeit . . . . .	45
2.2.3	Adiabate Diffusorströmung . . . . .	46
2.2.4	Adiabate Verdichtung . . . . .	47
2.2.5	Adiabate Expansion . . . . .	50
2.3	Zusammenfassung . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Aufbau des Turboladers</b>	<b>53</b>
3.1	Gliederung des Turboladers . . . . .	55
3.1.1	Aufbau des Radialverdichters . . . . .	57
3.1.2	Aufbau der Radialturbine mit variabler Geometrie (VTG) . . . . .	58
3.1.3	Aufbau des Stellgliedes . . . . .	62
3.2	Koordinatensysteme . . . . .	64

3.2.1	Raumfeste Koordinaten . . . . .	64
3.2.2	Rotorfeste Koordinaten . . . . .	66
3.2.3	Lokale Koordinatensysteme, <i>Euler</i> -Winkel . . . . .	69
3.3	Geometrie der verstellbaren Leitschaufeln . . . . .	74
3.4	Zusammenfassung . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Modell des Turboladers mit VTG</b>	<b>79</b>
4.1	Modell des Laufzeugs . . . . .	79
4.2	Modell des Verdichters . . . . .	85
4.2.1	Adiabate Zustandsänderung im Teilmodell . . . . .	87
4.2.2	Eintritt in den Rotor und Wechsel der Koordinatensysteme . . . . .	89
4.2.3	Übergang aus dem Rotor in den schaufellosten Ringraum . . . . .	92
4.2.4	Drehmomentaufnahme des Verdichters . . . . .	93
4.2.5	Freie Strömung im Diffusor . . . . .	95
4.2.6	Zusammenfassung des Verdichtermodells . . . . .	97
4.3	Modell der Turbine . . . . .	97
4.3.1	Geometrie der Leitschaufeln . . . . .	98
4.3.2	Ringspalt und Eintritt in den Rotor . . . . .	100
4.3.3	Drehmomentabgabe der Turbine . . . . .	101
4.3.4	Zusammenfassung des Turbinenmodells . . . . .	102
4.4	Modell des VTG Stellglieds . . . . .	102
4.4.1	Dynamik des mechanischen Antriebs außerhalb der Turbine . . . . .	103
4.4.2	Dynamik des pneumatischen Antriebs . . . . .	104
4.4.3	Identifikation des externen Stellantriebes . . . . .	105
4.4.4	Reibung und Lose im Stellantrieb in der Turbine . . . . .	107
4.4.5	Zusammenfassung des VTG Stellgliedes . . . . .	108
4.5	Dynamisches Modell des Turboladers . . . . .	108
<b>5</b>	<b>Simulation des Turboladers</b>	<b>110</b>
5.1	Simulationsprogramm . . . . .	110
5.2	Simulation des Verdichters . . . . .	111

5.2.1	Einstellung der Parameter . . . . .	111
5.2.2	Massenstrom / Druckverhältnis . . . . .	113
5.2.3	Wirkungsgrad . . . . .	114
5.2.4	Rotoraustritt . . . . .	116
5.2.5	Drehmoment . . . . .	118
5.2.6	Zustandsdiagramme . . . . .	119
5.2.7	Zusammenfassung . . . . .	125
5.3	Simulation der Turbine mit VTG . . . . .	128
5.3.1	Einstellung der Parameter . . . . .	128
5.3.2	Massenstrom / Druckverhältnis . . . . .	128
5.3.3	Wirkungsgrad . . . . .	130
5.3.4	Strömung am Rotor . . . . .	132
5.3.5	Drehmoment . . . . .	133
5.3.6	Zustandsdiagramme . . . . .	135
5.3.7	Zusammenfassung . . . . .	141
5.4	Kopplung der Strömungsmaschinen . . . . .	143
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Simulationsprogramm</b>	<b>149</b>
<b>B</b>	<b>Parameter des exemplarischen Turboladers</b>	<b>154</b>

## Verzeichnis der wichtigsten Formelsymbole

### thermo- und fluiddynamischer Kontext

$a$	Schallgeschwindigkeit
$c_p^0$	spezifische Wärme des idealen Gases bei $dp = 0$
$c_v^0$	spezifische Wärme des idealen Gases bei $dv = 0$
$E, e$	Energie (allgemein), spezifische E.
$f$	thermodynamischer Freiheitsgrad
$H, h, h_0$	Enthalpie, spezifische E., Total-E.
$J, j$	Dissipationsenergie, spezifische D.
$K_{st}$	Stöchiometrisches Luftverhältnis
$m, \dot{m}$	Masse, Massenstrom
$M_m, M_x$	Molmasse allgem., M. für Element x
$p, p_0$	Druck, Umgebungs-D. / Total-D.
$\Delta p_n$	Impulsänderung eines Gasteilchens
$Q, q$	Energie (Wärme), spezifische E.
$R$	spezifische Gaskonstante, allgemein
$S, s$	Entropie, spezifische E.
$T, T_0$	Temperatur, Umgebungs-T. / Total-T.
$U, u$	Energie (innere), spezifische i.E.
$V, v$	Volumen, spezifisches V.
$W, w$	Energie (mechanisch), spezifische E.
$Y, y$	Strömungsarbeit, spezifische S.
$\eta$	Wirkungsgrad
$\kappa$	Adiabatexponent
$\lambda$	Luftverhältnis / -überschuß
$\Psi$	Durchflußfunktion
$\rho$	Dichte



## **mechanischer, kinetischer, geometrischer Kontext**

$A$	Fläche
$C, c$	Geschwindigkeit
$c_F, d_D$	Feder-, Dämpferparameter
$D$	Dämpfung
$\vec{e}$	Einheitsvektor mit $ \vec{e}  = 1$
$f$	Frequenz
$F$	Kraft
$g$	Erdbeschleunigung
$L$	Drehimpuls
$M$	Drehmoment
$m$	Masse
$p$	Impuls
$P$	Leistung
$R, r$	Radius
$t$	Zeit
$U$	Umfangsgeschwindigkeit
$W$	Geschwindigkeit
$\beta$	Anstellwinkel der VTG
$\omega$	Drehzahl / Kreisfrequenz
$\omega_0$	Kennkreisfrequenz
$\phi, \theta, \psi$	Euler-Winkel
$\Theta$	Massenträgheitsmoment

## **systemanalytischer Kontext**

$A$	Systemmatrix
$a_i, b_i$	Parameter Übertragungsfunktion Nenner, Zähler
$D$	Dämpfung

$G$	Übertragungsfunktion
$s$	Laplace-Operator
$t$	Zeit
$T, \tau$	Zeitkonstante, Zeitverhältnis
$u$	Systemeingang
$\vec{x}$	Zustandsvektor
$y$	Systemausgang
$\omega_0$	Kennkreisfrequenz

# 1 Einleitung

In den vergangenen Jahren stiegen für die Fahrzeugindustrie die Anforderungen bezüglich der Abgasemissionen kontinuierlich an. Auch in Zukunft werden die Grenzwerte für Schadstoffe und damit der anzustrebende Flottenverbrauch weiter gesenkt werden. Deshalb muß die Industrie alle Möglichkeiten ausschöpfen, die dazu beitragen, die Abgasbestimmungen auch in den nächsten Jahren zu erfüllen. Konstruktive Maßnahmen im Bereich des Motors und Ansaugtraktes, der Einspritzanlagen und der Aufladetechnik gehen einher mit der Entwicklung leistungsfähiger Motorsteuergeräte und der darin integrierten Regelungen, Steuerungen und Diagnosefunktionen. Nicht zuletzt werden inzwischen auch Konzepte zur Abgasnachbehandlung und -filterung an Dieselmotoren im Serieneinsatz erprobt. Fahrzeuge mit einem Durchschnittsverbrauch von weniger als  $3 \frac{l}{100 km}$  für Kleinwagen erobern derzeit den Markt. Doch auch in der Oberklasse sind heute verbrauchsgünstige Dieselmotoren verfügbar, die trotz großem Hubraum (2.4 l), einem ausgeprägtem Drehmoment (340 N m) in unteren Drehzahlbereichen und hoher Gesamtleistung einen Durchschnittsverbrauch von  $6.5 \frac{l}{100 km}$  erreichen [1]. Durch den steigenden Anteil der Elektronik in Form von Mikrorechnern im Fahrzeug ist heute das Potential vorhanden, Funktionen mit komplexen Reglern und adaptiven Algorithmen zu realisieren. Dennoch sind der Entwicklung und Applikation neuer Verfahren Grenzen hauptsächlich durch eingeschränkte Budgets und kurze Entwicklungszeiträume gesetzt. Neue Sensoren sollen gleichzeitig Informationen über verschiedene Betriebszustände liefern, sodaß das Sensorsignal mehrfach genutzt werden kann. Die einzelnen Komponenten eines vollständigen Motors mit Steuergerät sollten schon in einem frühen Stadium erprobt werden, möglichst ohne zeitaufwendige, teure Messungen an Prüfständen durchzuführen.

Die Forderungen nach komplexen, optimierten Komponenten einerseits und niedrigen Entwicklungs- und Stückkosten andererseits lassen sich durch den Einsatz rechnergestützter Werkzeuge vereinbaren. In den letzten Jahren haben Simulationswerkzeuge, wie z.B. Matlab/Simulink oder Matrix-X, und Rapid Prototyping Systeme, z.B. dSpace oder Ascet, eine große Verbreitung in verschiedenen Entwicklungszentren erlangt [2]. Bereits erstellte Hardwarekomponenten, z.B. Motor- oder Getriebesteuergeräte, können in einer simulierten Umgebung getestet werden (Hardware in the loop, HIL). Neue Steuergerätefunktionen können unmittelbar in einem Bypass-Betrieb im Fahrzeug entwickelt, erprobt und optimiert werden, ohne daß bei jedem Iterationsschritt Wartezeiten auf das jeweils umprogrammierte Steuergerät entstehen. Derzeit werden an einigen For-

schungseinrichtungen objektorientierte Modellbildungs- und Simulationswerkzeuge entwickelt. Mit diesen Werkzeugen soll Entwicklern ermöglicht werden, die benötigten Modelle aus Bauteilbibliotheken zusammenzustellen. Nach der Parametrierung der Bauteile bzw. Objekte erstellt der Rechner die zur Simulation notwendigen Gleichungssysteme selbst. Ziel ist, daß der Anwender dieser Werkzeuge nur noch wenig Detailwissen über den zu modellierenden Prozeß besitzen muß.

Ein weiterer Trend zeichnet sich durch den vermehrten Einsatz von Künstlichen Neuronalen Netzen (KNN) zur Wissensrepräsentation ab. Sie werden dabei als eine mögliche Darstellungsform von Kennfeldern und nichtlinearen Eigenschaften verwendet. Die entstehenden „Black-Box“-Modelle, deren innere, rein datenbasierte Struktur kaum physikalisch interpretierbar ist, werden z.B. in Simulationen (HIL, Rapid Prototyping) eingesetzt. Insbesondere für nichtlineare oder schwer zu modellierende Prozesse mit mehreren Ein- und Ausgängen, z.B. Abgasturbolader, erscheinen KNN sinnvoll. Der wesentliche Vorteil besteht bei der Anwendung in Steuergeräten darin, daß schnelle Algorithmen zur Berechnung verfügbar sind und KNN an zeitvariantes Prozeßverhalten adaptierbar sind. Ein potentieller Nachteil, der häufig übersehen wird, ist die Frage, eine repräsentative Auswahl an Trainingsdaten und -signalen für das Netz festzulegen und damit Systemantworten zu generieren. Diese werden benötigt, um dem Netz das gewünschte statische und dynamische Verhalten einzuprägen, also die Parameter der einzelnen Neuronen und Verbindungen einzustellen. In der Regel werden dafür Meßdaten verwendet, die aus Prüfstandsversuchen stammen. Wird eine Komponente, die von dem Netz in einem Regelalgorithmus modelliert wird, am Motor gegen einen Typ mit anderen Parametern ausgetauscht, muß der Trainingsvorgang mit neuen Meßdaten wiederholt werden. Das Netz wird an die neue Komponente adaptiert.

Soll bereits bei Simulationen in der Vorentwicklung für verschiedene Typen einer Komponente das Verhalten im Gesamtprozeß untersucht werden, können in der Regel noch keine Meßdaten für das Training von KNN generiert werden. Durch die Simulationen will man ja gerade Prüfstandszeiten, Probeaufbauten und damit verbundene Kosten einsparen.

Durch den Einsatz einfacher Modelle, die auf physikalischen Gesetzen basieren und durch wenige Parameter eingestellt werden können, kann die Simulation jedoch schon ohne Messungen brauchbare Ergebnisse liefern. Diese Ergebnisse können auf jeden Fall auch genutzt werden, um die innere Struktur von KNN festzulegen und ein Basistraining durchzuführen. Außerdem erlaubt ein solches „Light-Gray-Box“-Modell schon die Interpretation von internen Zuständen und Be-

ziehungen, obwohl an einigen Stellen des Modells Vereinfachungen oder eine Konzentration von Parametern realisiert sind. Für Abgasturbolader mit verstellbarer Turbinengeometrie wird in dieser Arbeit ein solches Modell entwickelt und die Ergebnisse der Simulation diskutiert.

## 1.1 Literaturübersicht

Turbolader gibt es schon seit sehr langer Zeit, doch erst in den letzten ca. 20 Jahren haben sie vermehrt Anwendung auch an kleinen PKW Dieselmotoren gefunden. Auch die variable Turbinengeometrie (VTG) ist keine Erfindung der heutigen Zeit. Jedoch haben es neue Materialien und Fertigungstechniken erst jetzt ermöglicht, die variable Geometrie auch in kleinen Turboladern mit der notwendigen Zuverlässigkeit und Lebensdauer zu realisieren. Die Abgasgrenzwerte, die der Automobilindustrie auferlegt werden, haben einen neuen Markt eröffnet, da man sich von der variablen Geometrie Vorteile beim Betrieb des Motors erhofft.

Die Thermodynamik der Strömungsmaschinen ist ebenfalls seit vielen Jahrzehnten bekannt. Verschiedene Quellen und Lehrbücher geben unterschiedliche Darstellungen des gleichen Sachverhaltes. Die vorliegende Arbeit stützt sich im wesentlichen auf die Werke von Baehr [3], Baehr und Stephan [4], Pfeleiderer und Petermann [5], Awwad [6] und Bohl [7].

Zu jedem Entwicklungsstadium von Turboladern und Turbomaschinen und deren vielfältigen Einsatzbereichen ist Literatur verfügbar. Allerdings liegt der Schwerpunkt meist bei Turboladern für große Motoren im Schiffs- und Stationärbetrieb [8]. Behandelt werden z.B. Aufladekonzepte durch unterschiedliche Kombinationen einzelner Lader in Reihen- und Parallelschaltung [9]. Eine umfassende Übersicht und detaillierte Beschreibung der thermodynamischen Vorgänge findet sich bei Watson und Janota [10]. Andere Veröffentlichungen befassen sich mit der Vermessung und strömungstechnischen Optimierung der Laufräder im Hinblick auf optimale, verlustarme Aufladetechnik [11, 12, 13]. Auch verschiedene, neue Werkstoffe für schnelllaufende Turbinen und Verdichter werden entwickelt und untersucht. In Deutschland spielt die „Aufladetechnische Konferenz“ eine zentrale Rolle [14]. Ein wesentlicher Themenschwerpunkt waren 1997 in Dresden Turbolader mit variabler Turbinengeometrie [15, 16, 17, 18]. Verschiedene Forschungsthemen zum Bereich Turbolader und Aufladung werden bei der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) in einer eigenen Themengruppe organisiert. Aktuell ist ein Forschungsprojekt zu nennen, das sich mit den Einsatzmöglichkeiten der VTG an kleinen schnelllaufenden Dieselmotoren

toren beschäftigt [19, 20].

Der eigentliche Durchbruch der VTG an kleinen schnellaufenden Dieselmotoren wurde von VW/Audi 1996 mit dem Serienanlauf des 1.9l Triebwerks erzielt [17]. Inzwischen haben auch andere Automobilkonzerne erste Forschungsergebnisse zur Regelung veröffentlicht [21, 22, 23].

## 1.2 Ziele dieser Arbeit

In dieser Arbeit soll ein **thermodynamisches Modell** eines Turboladers mit variabler Turbinengeometrie (VTG) vorgestellt werden, wie er bei kleinen, schnellaufenden Dieselmotoren zur Aufladung verwendet wird.

Dieses Modell soll aus **geometrischen Parametern** des Laders möglichst ohne zusätzliche Messungen qualitativ so gute Ergebnisse liefern, daß das Modell im Rahmen umfassender Motor- und Fahrzeugsimulationen bereits **im Vorfeld von Prüfstandsversuchen** einsetzbar ist. Es soll dabei auch **physikalisch begründete Ergebnisse** in solchen Arbeitsbereichen liefern, die bei der stationären Turboladervermessung des Herstellers gewöhnlich nicht erreicht werden. Dies ist jedoch insbesondere für die Entwicklung *dynamischer* Regelkonzepte notwendig.

Je nachdem wieviel Rechnerleistung im Steuergerät oder der Simulationsumgebung zur Verfügung steht, soll das Modell als **online-Algorithmus** implementierbar sein oder es sollen die Simulationsergebnisse offline berechnet und als **mehrdimensionales Kennfeld** gespeichert werden. Für die Darstellung des Kennfeldes eignen sich herkömmliche Kennfeldalgorithmen, Künstliche Neuronale Netze (KNN) oder Lokale Lineare Modelle (*LoLiMoT*) [24] gleichermaßen.

Ingenieure, die in der Forschung und Entwicklung von modernen Motorsteuergeräten, neuen Diagnoseverfahren oder Regelungsstrategien eingesetzt werden, stammen heute zunehmend aus den Bereichen der Informationstechnologie oder Elektrotechnik, der Systemtheorie oder Mathematik. Für diese soll ein übersichtlicher Einstieg in die Funktionsweise dieser komplexen Strömungsmaschinen gegeben werden. Daraus folgt auch Gliederung und Schwerpunkt der Arbeit, die auf thermodynamischen Grundlagen im Hinblick auf die Modellierung des Laders aufbaut.

## 1.3 Lokalisierung in einer Gesamtsimulation

Nicht nur am Institut für Automatisierungstechnik wurden in den letzten Jahren verschiedene Motormodelle entwickelt und eingesetzt [25, 26, 27, 28]. Das im Automobilbereich bekannteste Mo-

tormodell dürfte die Gesamt-Prozeßanalyse (GPA) sein, die im Rahmen mehrerer Forschungsprojekte der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV) erstellt wurde [29].

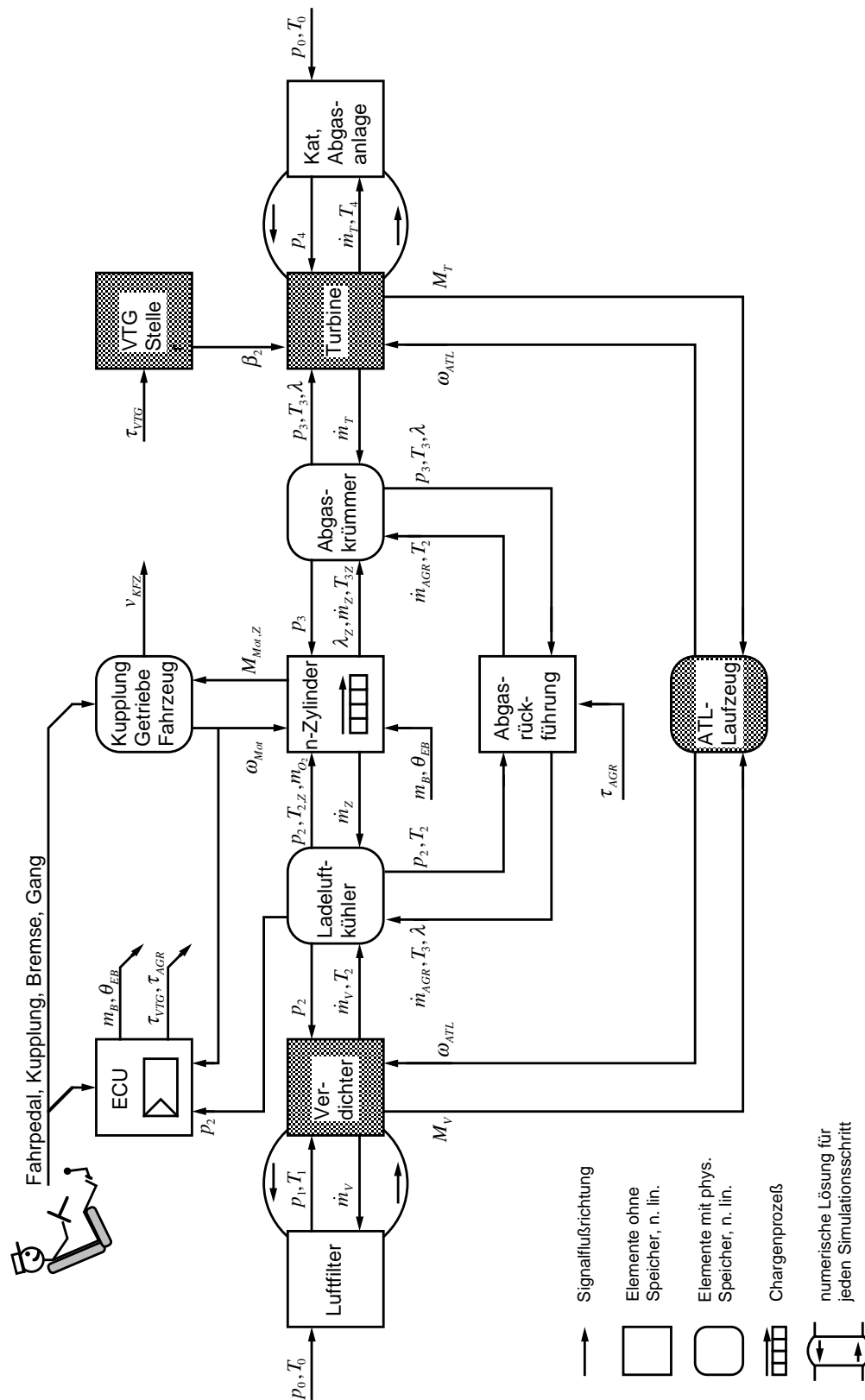
Beim Vergleich der verschiedenen Modelle läßt sich jedoch eine Grundstruktur extrahieren, die in Bild 1.1 dargestellt ist. Dabei werden verschiedene Blöcke mit in der Regel nichtlinearen Funktionen oder Kennfeldern miteinander verschaltet. Nur wenige Blöcke enthalten Übertragungsfunktionen im klassischen Sinne.

Das Simulationsmodell muß so aufgebaut sein, daß, wenn möglich, jeweils Systemblöcke mit und ohne Energie- oder Massespeicher benachbart sind. Dann können die nichtlineare Gleichungen der Blöcke ohne Speicher im Wechsel mit einzelnen Integrationsschritten der speichernden Blöcke gerechnet werden. Im Fall des dargestellten Motormodells mit Abgasturbolader (ATL) sind diese Speicher als Ladeluftkühler, Abgaskrümmer, Kupplung mit Getriebe und Fahrzeug und ATL-Laufzeug vorgesehen. Mechanische Energiespeicher berücksichtigen Kraft und Masse bzw. Drehmoment und Trägheitsmoment der miteinander verschalteten Komponenten. Damit kann in bestimmten Blöcken während der Simulation leicht die Ordnung des Systems z.B. beim Betätigen der Kupplung umgeschaltet werden. Die Speicherelemente für Gasströme berücksichtigen den Energiegehalt der zuströmenden Massen, sodaß sich in den Speichern eine entsprechende Mischungstemperatur einstellen kann. Soll eine Simulation der Abgasrückführung integriert werden, so muß in diesen Speichern zusätzlich die Gaszusammensetzung ( $\lambda$ , Sauerstoffgehalt, etc.) mitgerechnet werden.

Ausnahme ist die Verschaltung vom Verdichter mit dem Luftfilter und der Turbine mit der Abgasanlage (Katalysator), wo kein zusätzlicher Speicher zwischengeschaltet ist. Da das Luftvolumen, das zwischen den genannten Baugruppen gespeichert ist, sehr klein ist, wird zur Vermeidung von numerischen Instabilitäten direkt ein Lösungsalgorithmus eingesetzt, mit dem der strömungsabhängige Druckabfall berechnet wird.

Der Arbeitszyklus des Verbrennungsmotors wird je Zylinder als vierstufiger Chargenprozeß entsprechend der vier Arbeitstakte (Ansaugen, Verdichten, Verbrennen, Ausstoßen) dargestellt. Durch eine der Realität entsprechende Aufteilung und Verschiebung der Zylindermodelle kann in der Simulation jedes einzelne Arbeitsspiel sowohl im Drehmoment als auch im Gasstrom nachvollzogen werden.

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf den im Bild 1.1 grau hinterlegten Blöcken, die das



**Bild 1.1:** Platzierung des Turboladermodells (grau gefüllte Blöcke) in einer Gesamtsimulation mit Steuergerät (ECU), Fahrzeug mit Antriebstrang, Ladeluftkühler, Ansaug- und Abgassystem, Abgasrückführung. Zur besseren Übersicht, sind nur die wichtigsten Signalfade gezeichnet.



dynamische Modell des Turboladers darstellen. Um das dynamische Verhalten des Turboladers am Motor, also im Gesamtsystem, zu untersuchen, wird ein vollständiges Simulationsmodell nach gezeigtem Schema benötigt, das aber nicht Bestandteil dieser Arbeit sein kann. In diesem Modell wird dann auch die Kopplung von Turbine und Verdichter über den Chargenprozeß des Motors sowie die Abgasrückführung als „Kurzschluß“ und die sich daraus ergebende Gesamtdynamik ableitbar.

## 1.4 Inhaltliche Gliederung

Zunächst werden in Kapitel 2 die thermodynamischen Grundlagen, die später im Modell benötigt werden, zusammengestellt. Dabei werden einige Sachverhalte bereits im Hinblick auf die Anwendung dargestellt. Ausgehend von der Definition der Temperatur und inneren Energie, werden die Zustände Druck und spezifisches Volumen eingeführt. Bei der Diskussion der verschiedenen Energieformen eines ruhenden oder strömenden Gases wird insbesondere Gewicht auf Entropie und Enthalpie gelegt, da das Modell auf diesen Größen aufbauen wird. Mit der Definition spezifischer Wärmen wird auch auf die Eigenschaften von Luft und Abgas als Mischung verschiedener Gase eingegangen.

Der zweite Grundlagenabschnitt betrachtet die verschiedenen adiabaten Strömungsformen in Düsen und Diffusoren, bei Verdichtung und Expansion. In diesem Zusammenhang wird auch auf kritische Strömungszustände und die Schallgeschwindigkeit eingegangen.

Das folgende Kapitel 3 enthält eine Beschreibung und Gliederung des Turboladers im Hinblick auf geometrische Parameter, die für die Modellierung benötigt werden. Durch verschiedene raum- oder rotorfixe, globale oder lokale Koordinatensysteme können verschiedene Teilmodelle mehrfach genutzt und einfache geometrische Eigenschaften berücksichtigt werden.

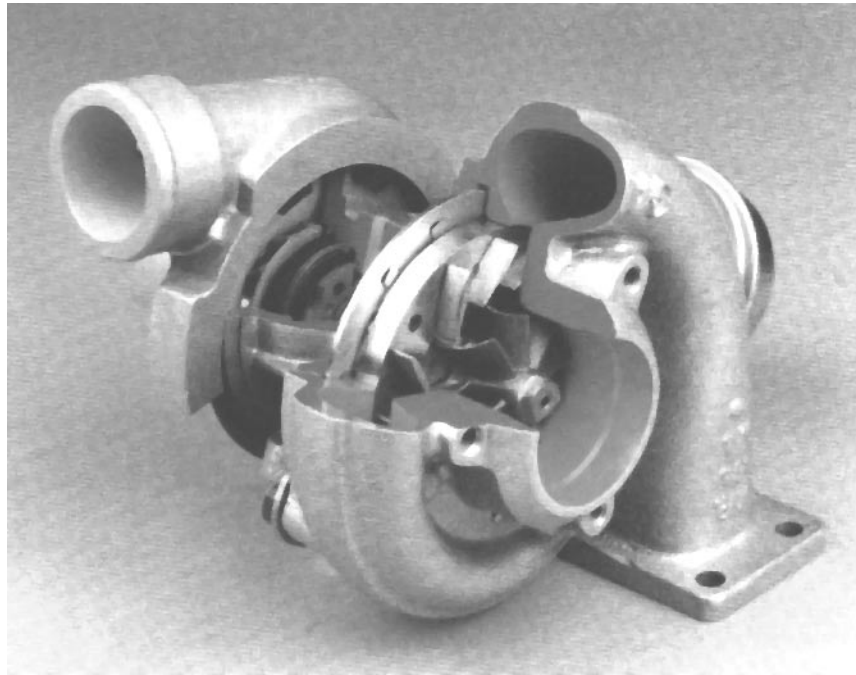
Nachdem durch diese zwei Kapitel die Grundlagen für die Modellbildung bereitgestellt sind, wird im Kapitel 4 das Modell für den Turbolader mit variabler Geometrie aus den zuvor eingeführten Teilfunktionen zusammengestellt. Für die einzelnen Komponenten Laufzeug, Verdichter, Turbine mit variabler Geometrie und pneumatisches Stellglied werden die Teilmodelle detailliert dargestellt.

In Kapitel 5 werden Simulationsergebnisse für einen exemplarisch ausgewählten Turbolader in verschiedenen Variationen präsentiert. Anhand der Ergebnisse werden bestimmte Vorgänge im

Verdichter bzw. der Turbine erläutert.

Den Abschluß bildet Kapitel 6 mit einer Zusammenfassung der erarbeiteten Ergebnisse und einem Ausblick auf Anwendungsmöglichkeiten für das Modell.

Im Anhang findet sich neben den Parametern des exemplarischen Turboladers die Beschreibung des Simulationsprogramms.



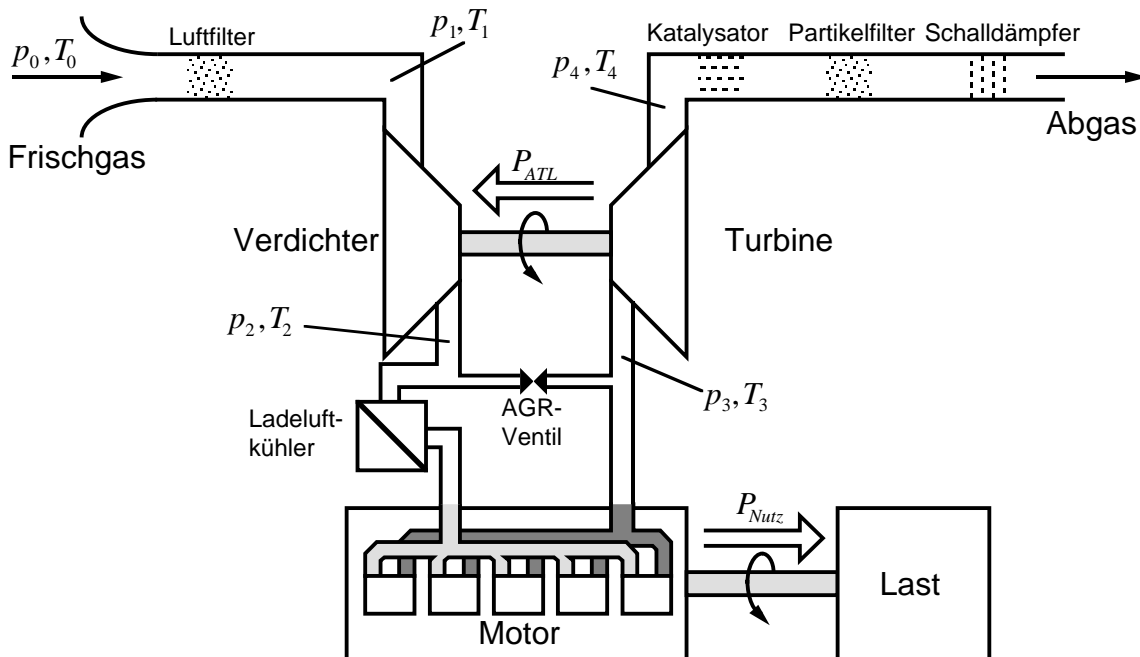
**Bild 2.1:** Schnittmodell eines Turboladers mit variabler Turbinengeometrie, durch das aufgeschnittene Turbinengehäuse im Vordergrund sind die verstellbaren Leitschaufeln zu erkennen.

## 2 Thermodynamische Grundlagen des Turboladermodells

Der Abgasturbolader besteht aus zwei miteinander gekoppelten Strömungsmaschinen: dem Verdichter und der Turbine (Bild 2.1). Die Laufräder sind auf einer gemeinsamen Welle montiert, drehen also mit derselben Drehzahl  $\omega_{ATL}$ . Die Turbine wird mit dem Abgas des Verbrennungsmotors gespeist (Bild 2.2) und wandelt Enthalpie des Abgases in mechanische Leistung  $M_T \cdot \omega_{ATL}$  um. Der Verdichter komprimiert das angesaugte Frischgas auf ein höheres Druckniveau  $p_2$ , so daß dem Verbrennungsmotor mehr Luftmasse bei gleichem Hubvolumen zugeführt werden kann. Der Verdichter wandelt dabei mechanische Leistung in Enthalpie des Frischgases um und nimmt dafür das Drehmoment  $M_V$  bei der Drehzahl  $\omega_{ATL}$  auf. Ein stationärer Zustand stellt sich unter Vernachlässigung der Verluste ein, wenn ein Gleichgewicht zwischen der Turbinenleistung  $P_T$  und der Verdichterleistung  $P_V$  entsteht

$$M_V \cdot \omega_{ATL} = P_T = P_{ATL} \stackrel{!}{=} -P_V = -M_V \cdot \omega_{ATL}. \quad (2.1)$$

Um das dynamische Betriebsverhalten eines Turboladers mit variabler Turbinengeometrie zu beschreiben und daraus Regelstrategien zu entwickeln, wird ein physikalisches Modell des Laders erstellt. Dabei werden folgende Ziele angestrebt:



**Bild 2.2:** Kopplungsschema eines Verbrennungsmotors mit Turbolader: Die Turbine entnimmt dem Abgas Leistung, die als  $P_{ATL}$  an den Verdichter zur Erhöhung des Ladedrucks  $p_2$  abgegeben wird. Durch die Aufladung erhöht sich bei gleichem Hubraum die Abgabeleistung des Motors  $P_{Nutz}$ .

- Das Modell soll für regelungstechnische Applikationen erstellt werden, also das stationäre und dynamische Verhalten des Laders mit seinen Stellgliedern abbilden.
- Das Modell soll verschiedene interne, nur mit erheblichem Aufwand (also nicht im Serieneinsatz) meßbare Größen ausreichend genau berechnen können, also für Beobachter einsetzbar sein.
- Das Modell soll Betriebsbereiche abdecken, die nicht von den stationär gemessenen Daten des Herstellers beschrieben werden, insbesondere dynamisches Verhalten, in denen kein Leistungsgleichgewicht besteht und der Lader beschleunigt oder abgebremst wird.
- Das Modell soll hauptsächlich auf den geometrischen Daten des Laders beruhen.
- Das Modell soll optional mit vorhandenen Meßwerten und Kennlinien abgeglichen und an die realen Bedingungen adaptiert werden.

In der Literatur werden im Zusammenhang mit Strömungsmaschinen sehr häufig normierte Größen eingeführt, die dazu dienen, unterschiedliche Turbolader miteinander vergleichen und klas-

sifizieren zu können. Sie werden jedoch bei der hier vorgestellten Modellbildung nicht benötigt. Für die spätere Verwendung des Modells als Trainingsobjekt für KNN und den Einsatz in Regelalgorithmen innerhalb von Motorsteuerungen werden Absolutgrößen an den Schnittstellen des Modells benötigt. Deshalb werden jeweils entlang eines idealen eindimensionalen Stromfadens für jede Maschine die Zustandsänderungen des Gases berechnet. Zur Anwendung kommen Energie- und Impulsbilanzgleichungen, Gleichungen für isentrope bzw. adiabate Zustandsänderungen. Durch die Einführung von lokalen Koordinatensystemen kann an einigen Stellen ein zusätzlicher Freiheitsgrad für die Richtung des Stromfadens eingeführt werden. Für die Modellbildung von Turbine und Verdichter werden jeweils folgende Annahmen getroffen, aus denen sich die weitere Vorgehensweise ableiten läßt:

- Turbine und Verdichter werden als einzelne, voneinander unabhängige Strömungsmaschinen berechnet. Die Kopplung erfolgt nur über die gleiche Wellendrehzahl, die sich aufgrund der eingeleiteten Drehmomente von Verdichter und Turbine sowie den Lagerverlusten dynamisch einstellt.
- Es wird ein Gemisch mehratomiger idealer Gase als strömendes Fluid angenommen, um die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazitäten zu berücksichtigen. Wechselwirkungen zwischen den Gasteilchen und ihre räumliche Ausdehnung (reales Gas) werden nicht berücksichtigt.
- Für jede der beiden Strömungsmaschinen wird in allen Strömungsquerschnitten der Massenstrom auf einen Stromfaden konzentriert angenommen.
- Verluste durch Reibung und Strömungsabriß (Stall) werden durch entsprechende Verlustkoeffizienten berücksichtigt.

Im folgenden werden zunächst die Zustandsgrößen eingeführt, die in der Simulation eine wesentliche Rolle spielen. Im Anschluß werden verschiedene Zustandsübergänge beschrieben, die für das Modell von Bedeutung sind. Nach der Einführung lokaler Koordinatensysteme für markante Positionen in Turbine und Verdichter werden schließlich die Teilmodelle für Turbine und Verdichter aus den erarbeiteten Elementen zusammengesetzt.

## 2.1 Thermodynamische Grundlagen

Die folgenden allgemeinen Betrachtungen bauen auf der kinetischen Gastheorie und thermodynamischen Grundlagen auf, wie sie in verschiedenen Lehrbüchern dargestellt sind [3, 30, 31]. Um später den Einfluß spezieller Effekte auf das Modell und die Simulation zu diskutieren, werden bei der Darstellung der Grundlagen schon Fragen nach den Vorgängen im Turbolader berücksichtigt. Für den betrachteten Temperatur- und Druckbereich können sowohl die Luft als auch das Abgas als ideales Gas behandelt werden. Bei dieser Modellvorstellung haben die Gasteilchen untereinander keine Wechselwirkungen und nehmen nur ein unendlich kleines Volumen ein.

### 2.1.1 Temperatur und innere Energie

Eine wichtige Größe zur Beschreibung des Zustands eines Gases ist die Temperatur  $T$ . Die Temperatur ist ein Maß für die innere Energie  $U$  eines Gases bzw. ein Maß für die ungeordnete Wärmebewegung der Atome oder Moleküle. Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit einer bestimmten Geschwindigkeit in einem Volumenelement anzutreffen, kann mit der *Maxwell*'schen Geschwindigkeitsverteilung [30] bestimmt werden. Mit jedem Stoß untereinander oder mit den Gefäßwänden ändert sich die kinetische Energie der einzelnen Teilchen. In der kinetischen Gastheorie wird gezeigt, daß den einzelnen Teilchen, in Abhängigkeit der energieaufnehmenden Freiheitsgrade, eine *mittlere kinetische Energie*

$$\bar{W}_{kin} = \frac{f_{rot} + f_{trans} + 2f_{osz}}{2} kT \quad (2.2)$$

zugeordnet werden kann;  $k$  ist die *Boltzmann-Konstante*<sup>1</sup>,  $f_{rot,trans,osz}$  sind die rotatorischen, translatorischen und oszillatorischen Freiheitsgrade des Teilchens Bild 2.3.

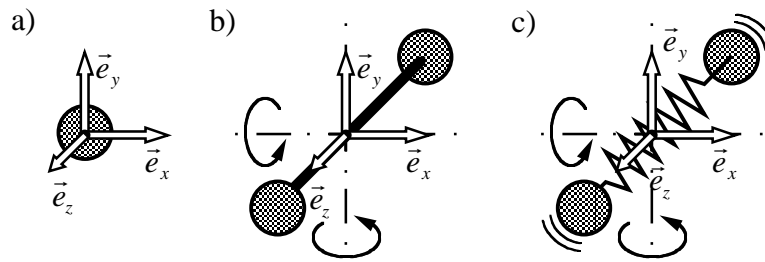
Jedem translatorischen und rotatorischen Freiheitsgrad ist somit ein Energieanteil von  $\frac{1}{2}kT$  zugeordnet, den oszillatorischen ein Energieanteil von  $\frac{2}{2}kT$ , da mit einem oszillatorischen Freiheitsgrad gleich zwei Energiespeicher für kinetische und potentielle Energie verfügbar werden. Für ein einzelnes Atom mit ausschließlich 3 translatorischen Freiheitsgraden wird z.B.  $\bar{W}_{kin} = \frac{3}{2}kT$ .

Da in einem Mol  $N_A$  (*Avogadro-Konstante*<sup>2</sup>) Teilchen eines Stoffes enthalten sind, ergibt sich für die innere Energie eines abgeschlossenen, konstanten Volumens, das  $z$  Mol des (eiatomigen)

---

<sup>1</sup> $k = 1.380658 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$

<sup>2</sup> $N_A = 6.0221367 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$



**Bild 2.3:** Molekulare Freiheitsgrade als Energiespeicher: a) je ein Freiheitsgrad für jede Raumrichtung, b) zusätzliche rotatorische Freiheitsgrade um Achsen mit dem größten Trägheitsmoment bei mehratomigen Molekülen, c) zusätzliche oszillatorische Freiheitsgrade, wenn bei hohen Temperaturen Schwingungen im Molekül angeregt werden. Letztere liefern jeweils zwei Speicher für die kinetische und die potentielle Energie der Oszillation.

idealen Gases enthält,

$$U = zN_A \frac{3}{2} kT = z \frac{3}{2} R_m T = z c_{v,m}^0 T. \quad (2.3)$$

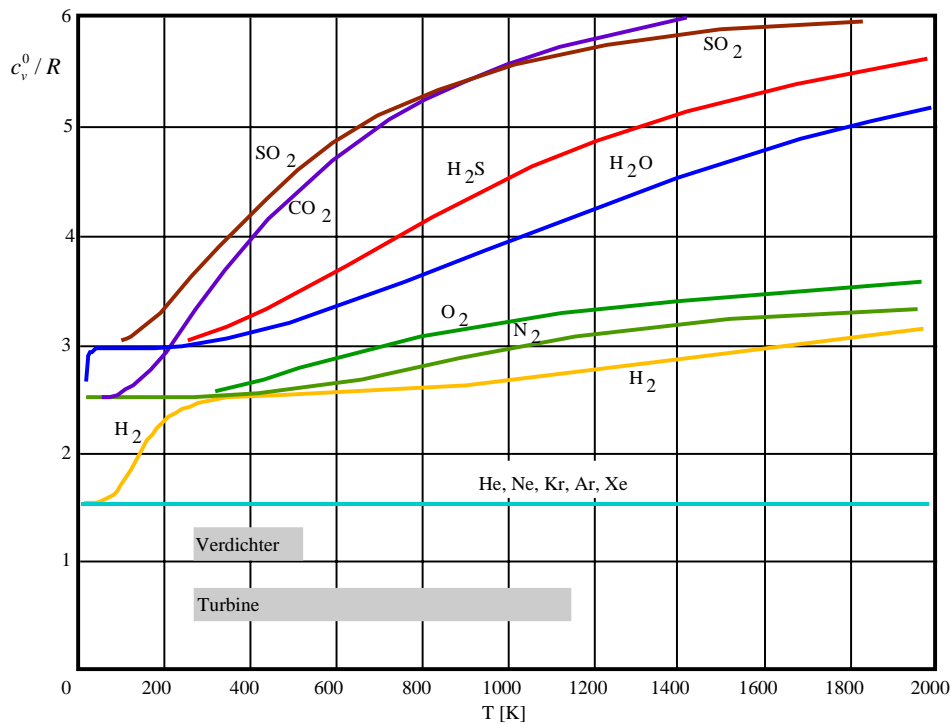
Dabei ist  $R_m = N_A k$  die universelle (molare) Gaskonstante<sup>3</sup> und  $c_{v,m}^0$  die spezifische (molare) Wärme des idealen Gases. (Wie es in der Literatur üblich ist, soll auch hier der hochgestellte Index <sup>0</sup> auf die Eigenschaft des *idealen* Gases hinweisen.) Wird mit  $M_m$  die Molmasse des Gases angegeben, so bekommt man aus Gl. (2.3) nach Division durch die Masse des Gases  $m = zM_m$  die spezifische innere Energie

$$u = \frac{U}{m} = \frac{3}{2} RT = c_v^0 T. \quad (2.4)$$

In dieser Gleichung sind  $R$  und  $c_v^0$  jetzt stoffspezifische Größen, da sie auf die Molmasse des Gases bezogen sind. Mit diesen wird auch im weiteren gearbeitet. Für spezielle Gase oder Gasgemische werden entsprechende Indizes angehängt.

Für ideale, zweiatomige Gase stehen drei translatorische und zwei rotatorische Freiheitsgrade zur Verfügung, sodaß die spezifische Wärme  $c_v^0$  den Wert  $\frac{5}{2}R$  annimmt. Für höhere Temperaturen liefert die oszillatorische Relativbewegung der Atome aus ihrer Gleichgewichtslage zwei weitere Freiheitsgrade ( $2f_{osz}$ ). Damit steigt  $c_v^0$  auf den Wert  $\frac{7}{2}R$  an. Die unterschiedlichen Freiheitsgrade werden erst bei ausreichend hohen Temperaturen aktiviert, sodaß  $c_v^0 = c_v^0(T)$  eine Funktion der Temperatur wird. Diese Übergänge sind für die Gesamtheit des Gases fließend, da ja mit der Gl. (2.2) nur der Mittelwert einer Geschwindigkeitsverteilung angegeben ist und damit Teilchen mit höheren und solche mit niedrigeren Energieniveaus im Gas gleichzeitig vorhanden sind. Im Bild 2.4 sind für verschiedene Gase die normierten spezifischen Wärmen über der Temperatur

<sup>3</sup> $R_m = 8.3145 \frac{\text{J}}{\text{molK}}$



**Bild 2.4:** Normierte spezifische Wärmen  $c_v^0(T)/R$  für verschiedene Gase

aufgetragen. Man erkennt deutliche Plateaus bei  $c_v^0(T)/R = \frac{3}{2}$  für ideale, einatomige Gase,  $\frac{5}{2}$  für zweiatomige Gase bei niedrigen Temperaturen,  $\frac{6}{2}$  für dreiatomige Gase und für zweiatomige Gase bei hohen Temperaturen den Grenzwert bei  $\frac{7}{2}$ . Einen Sonderfall stellt  $\text{CO}_2$  dar. Die Moleküle dieses Gases sind gestreckt ( $\text{O} = \text{C} = \text{O}$ ), sodaß bei niedrigen Temperaturen nur 5 statt 6 Freiheitsgrade ( $f_{\text{trans}} = 3$ ,  $f_{\text{rot}} = 2$ ) angeregt werden können, bei hohen Temperaturen aber  $2f_{\text{osz}} = 8$  Schwingungsfreiheitsgrade hinzukommen. Damit steigt  $c_v^0(T)/R$  für  $\text{CO}_2$  von  $\frac{5}{2}$  auf  $\frac{13}{2}$  an.

In dem Diagramm sind die zu erwartenden Arbeitstemperaturen für den Verdichter und die Turbine markiert. Insbesondere für die Turbine ist die Variation von  $c_v^0(T)$  über der Temperatur bei der Modellierung zu berücksichtigen. Je nach Arbeitspunkt des Dieselmotors zwischen Schubabschaltung und Vollast ist die Zusammensetzung des Abgases stark unterschiedlich. Insbesondere die Komponenten  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{O}_2$  beeinflussen erheblich die spezifische Wärme des Gases.

### ■ Beispiel 2.1:

Der  $\text{O}_2$ -,  $\text{CO}_2$ - und  $\text{H}_2\text{O}$ -Gehalt im Abgas ist in erster Linie nur abhängig von der eingespritzten Kraftstoffmenge  $m_K$ , die Lieferant für Kohlenstoff und Wasserstoff ist. (Im folgenden werden die Molmassen  $M_H = 1 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$ ,  $M_C = 12 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$  und  $M_O = 16 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$  für Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff



verwendet.)

Dieselmkraftstoff der Masse  $m_K$  enthält überwiegend Verbindungen  $-CH_2-$  und damit

$$m_C = \frac{M_C}{M_C + 2M_H} m_K = \frac{12}{14} m_K = 0.85714 \cdot m_K \quad \text{Kohlenstoff und} \quad (2.5)$$

$$m_H = \frac{2M_H}{M_C + 2M_H} m_K = \frac{2}{14} m_K = 0.14286 \cdot m_K \quad \text{Wasserstoff.} \quad (2.6)$$

Gereinigte, trockene Luft der Masse  $m_L$  enthält im wesentlichen

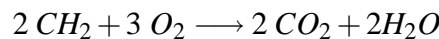
$$m_{N_2} = 0.75519 \cdot m_L \quad \text{Stickstoff,} \quad (2.7)$$

$$m_{O_2} = 0.23142 \cdot m_L \quad \text{Sauerstoff,} \quad (2.8)$$

$$m_{Ar} = 0.01288 \cdot m_L \quad \text{Argon und} \quad (2.9)$$

$$m_{CO_2} = 0.00049 \cdot m_L \quad \text{Kohlendioxid.} \quad (2.10)$$

Aus der Reaktionsgleichung der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen



folgt, daß die 1.5-fache Kraftstoffmenge an Sauerstoff benötigt wird, um diesen vollständig zu verbrennen. Damit wird das stöchiometrische Luftverhältnis

$$K_{st} = \frac{m_{L,opt}}{m_K} = \frac{m_O}{0.23142} \frac{1}{m_K} = \frac{3(2M_O)}{0.23142 \cdot 2(M_C + 2M_H)} = 14.815 \quad (2.11)$$

definiert. Der Wert kann kleiner sein, wenn dem Kraftstoff Additive beigelegt sind und damit der Anteil des zu verbrennenden Kohlenstoffs geringer wird.

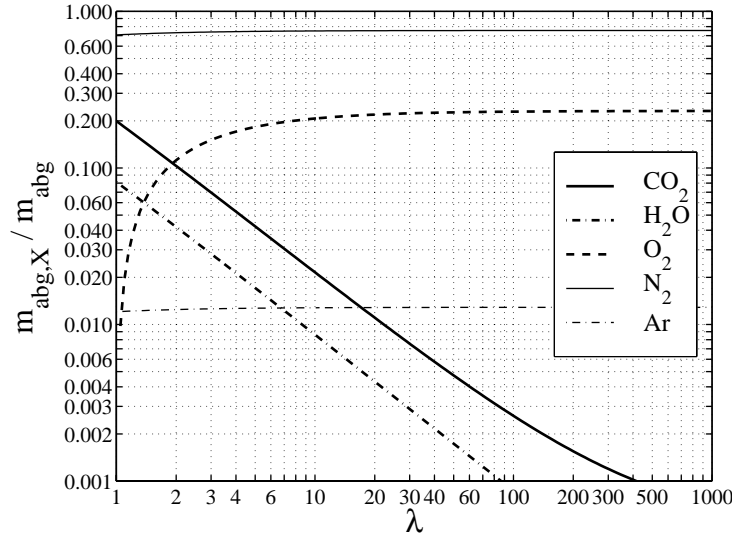
Das Luftverhältnis  $\lambda = \frac{m_L}{K_{st} m_K}$  kennzeichnet den Luftüberschuß und variiert bei Dieselmotoren je nach Lastpunkt zwischen unendlich bei Schubabschaltung und ca. 1.1 bei Vollast. Diese Untergrenze wird durch den Rußgehalt des Abgases motorspezifisch ermittelt.

Für den Massenanteil von  $CO_2$  im Abgas bei idealer, nicht rußender Verbrennung gilt

$$\frac{m_{abg,CO_2}}{m_{abg}} = \frac{m_{CO_2} + m_C \left( \frac{M_C + 2M_O}{M_C} \right)}{m_K (1 + \lambda K_{st})} = \frac{m_{CO_2}}{m_L} \frac{\lambda K_{st}}{1 + \lambda K_{st}} + \frac{m_C \left( \frac{M_C + 2M_O}{M_C} \right)}{m_K (1 + \lambda K_{st})}. \quad (2.12)$$

Für den Wassergehalt im Abgas ergibt sich entsprechend

$$\frac{m_{abg,H_2O}}{m_{abg}} = \frac{m_H \left( \frac{2M_H + M_O}{2M_H} \right)}{m_K (1 + \lambda K_{st})}. \quad (2.13)$$



**Bild 2.5:** Idealisierte Abgaszusammensetzung in Massenanteilen in Abhängigkeit von  $\lambda$ . Als Grenzwert für  $\lambda = 1.0$  und nicht rußender, vollständiger Verbrennung werden fast 20% für  $CO_2$  erreicht, der Sauerstoffgehalt sinkt auf Null.

Der Sauerstoffgehalt vermindert sich mit der verbrannten Kraftstoffmenge.

$$\frac{m_{abg,O_2}}{m_{abg}} = \frac{m_{O_2} - \left( m_C \frac{2M_O}{M_C} + m_H \frac{M_O}{2M_H} \right)}{m_K (1 + \lambda K_{st})}. \quad (2.14)$$

Der Gehalt an Stickstoff und Argon wird durch die Zunahme der Gesamtmasse verringert.

$$\frac{m_{abg,N_2}}{m_{abg}} = \frac{m_{N_2}}{m_K (1 + \lambda K_{st})} = \frac{m_{N_2}}{m_L} \frac{\lambda K_{st}}{1 + \lambda K_{st}} \quad \text{und} \quad (2.15)$$

$$\frac{m_{abg,Ar}}{m_{abg}} = \frac{m_{Ar}}{m_K (1 + \lambda K_{st})} = \frac{m_{Ar}}{m_L} \frac{\lambda K_{st}}{1 + \lambda K_{st}}. \quad (2.16)$$

Diese Funktionen sind in Bild 2.5 dargestellt und geben einen Anhaltspunkt bei der Bestimmung der spezifischen Wärmen für Abgas. ■

Die Tabelle 2.1 zeigt für Luft und ein exemplarisches Abgas die Zusammensetzung der Gasgemische und die (mittlere) spezifische Wärme für einige Temperaturen. Für ein solches Gasgemisch ist die spezifische Wärme  $c_v^0(T)$  die Summe aus den einzelnen spezifischen Wärmen, die jeweils mit dem Massenanteil  $\frac{m_i}{m}$  der Komponente  $i$  gewichtet sind. Damit wird

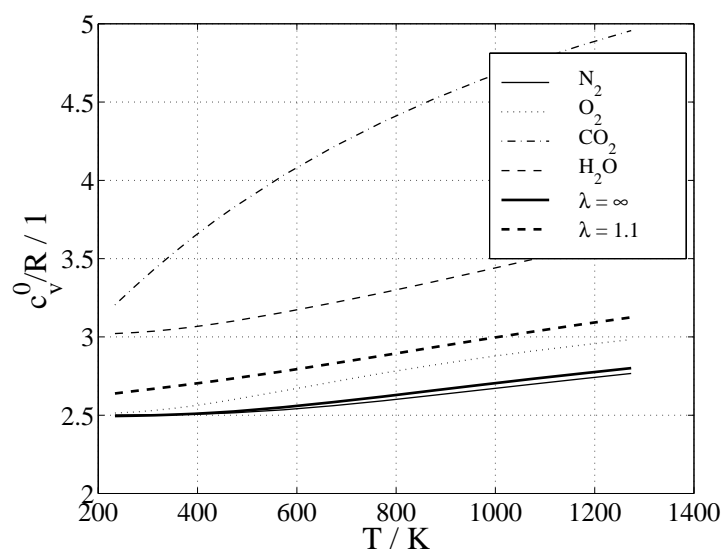
$$c_v^0(T) = \sum_i \frac{m_i}{m} c_{v,i}^0(T) \quad (2.17)$$

**Tabelle 2.1:** Richtwerte für die Zusammensetzung der trockenen Luft und des Abgases eines Dieselmotors bei  $\lambda = 1.4$  in Massenanteilen [32, 33], Beispiel 2.1, und (mittlere) spezifische Wärme.

Stoff	Luft	Abgas
$N_2$	0.75519	0.72031
$O_2$	0.23142	0.06307
$Ar$	0.01288	0.01229
$CO_2$	0.00049	0.14612
$H_2O$	0.00000	0.05820
andere	0.00001	0.00001
Summe	1.00000	1.00000

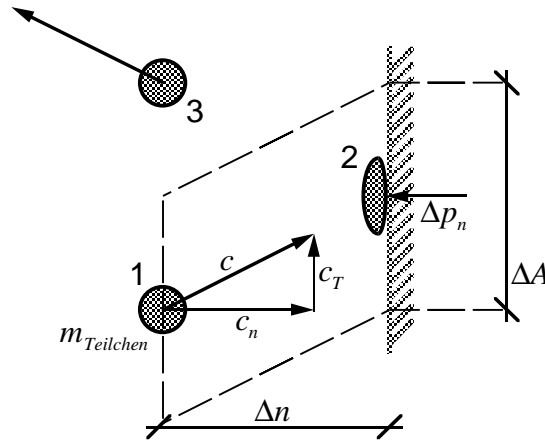
  

Temperatur	$\bar{c}_{v,Luft}^0(T)$	$\bar{c}_{v,Abgas}^0(T)$
K	$[\bar{c}_v^0] = \frac{J}{kg K}$	
373.15	719	763
573.15	732	786
773.15	752	813
973.15	773	841
1173.15	794	867



**Bild 2.6:** Normierte spezifische Wärmen  $\bar{c}_v^0(T)/R$  für die Gasgemische Luft und Abgas

Der Verlauf von  $\bar{c}_{v,Abgas}^0(T)$  ist durch den höheren Anteil an  $CO_2$  und  $H_2O$  und den entsprechend gesunkenen Anteil  $O_2$  und  $N_2$  im Vergleich zu  $\bar{c}_{v,Luft}^0(T)$  deutlich zu höheren Werten hin verschoben, Bild 2.6. Das bedeutet insbesondere für den Dieselmotor, der immer mit maximalem Luftdurchsatz betrieben wird, einen Wertebereich für  $\bar{c}_{v,Abgas}^0(T)$  von ca.  $719 \frac{J}{kg K}$  bei Schubbetrieb (leicht angewärmte Luft) bis hin zu  $860 \frac{J}{kg K}$  im Vollastbetrieb. Bei Vollast mit ca. 13%  $CO_2$ -Gehalt hat das Abgas eine um ca. 20% höhere spezifische Wärme.



**Bild 2.7:** Modellvorstellung des elastischen Stoßes eines idealen Gasteilchens der Masse  $m_{\text{Teilchen}}$ . Vor dem Stoß (1) besitzt es die Geschwindigkeit  $c$ . Beim Aufschlag (2) erfährt es die Impulsänderung  $\Delta p_n$ . Bewegungsrichtung nach dem Stoß (3).

### 2.1.2 Druck und spezifisches Volumen eines ruhenden Gases

Aus der Definition der Temperatur als Maß für die mittlere kinetische Energie der Teilchen folgt unmittelbar die Definition des Drucks. Trifft ein (repräsentatives) Teilchen mit dem Impuls  $\vec{p} = \vec{c}m_{\text{Teilchen}}$  auf die sehr viel schwerere glatte Gefäßwand, wird durch den elastischen Stoß zwischen der Wand und dem Teilchen der Impuls

$$\Delta p_n = 2c_n m_{\text{Teilchen}}$$

in Normalen-Richtung zur Wand auf das Teilchen übertragen (Bild 2.7). Dabei ist  $c_n$  die Geschwindigkeitskomponente des Teilchens mit der Masse  $m_{\text{Teilchen}}$ , die senkrecht zur Wand steht. Da diese Bewegungsachse einem translatorischen Freiheitsgrad des Gases entspricht, haben die Teilchen in dieser Bewegungsachse eine mittlere kinetische Energie von

$$W_{\text{kin},n} = \frac{1}{2}kT = \frac{1}{2}m_{\text{Teilchen}}c_n^2.$$

In dem kleinen Kontrollvolumen

$$V = \Delta A \Delta n$$

befinden sich  $N$  Teilchen. Durch die ungeordnete, stochastische Bewegung der Teilchen bewegt sich die eine Hälfte nach links, die andere nach rechts. In dem Zeitintervall  $\Delta t$  stoßen alle Teilchen vor die Wand, die sich in dem Kontrollvolumen in Richtung auf die Wand zubewegen, wobei die mittlere Geschwindigkeit  $c_n$  und die Breite  $\Delta n$  das Zeitintervall, in dem alle  $N/2$  Teilchen mit der

Wand kollidiert sind, bestimmen

$$\Delta t = \frac{\Delta n}{c_n}.$$

Jedes Teilchen erfährt mit der Kollision im Mittel die Impulsänderung  $\Delta p_n$ .

Der auf die Fläche  $\Delta A$  in der Zeit  $\Delta t$  übertragene „Kraftstoß“ als Summe der Einzelstöße folgt aus der *Newtonschen* Grundgleichung

$$\text{Kraft} = \frac{d}{dt} \text{Impuls}$$

mit

$$\Delta F = \frac{N}{2} \frac{\Delta p_n}{\Delta t}.$$

Dieser Kraftstoß erzeugt auf die Querschnittsfläche bezogen den Druck

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta A} = \frac{N}{2} \frac{\Delta p_n}{\Delta A \Delta t} = N \frac{m_{\text{Teilchen}} c_n}{V} \frac{\Delta n}{\Delta t} = N \frac{m_{\text{Teilchen}} c_n^2}{V},$$

der durch die Definition der kinetischen Energie  $\frac{1}{2} kT = \frac{1}{2} m_{\text{Teilchen}} c_n^2$  als

$$p = N \frac{kT}{V}$$

geschrieben werden kann.

Bezogen auf die  $N_A$  Teilchen eines Mols wird  $N = z N_A$  und damit folgt schließlich die Zustandsgleichung idealer Gase

$$pV = z R_m T \quad (2.18)$$

mit  $R_m = N_A k$  (Gl. (2.3)). Diese Gleichung ist auf die Stoffmenge  $z$ ,  $[z] = \text{mol}$  eines idealen Gases bezogen, die das Volumen  $V$  einnimmt. Für technische Anwendungen wird häufig auf die Masse des Stoffes normiert, indem die Gleichung durch die Masse des Gases  $m = z M_m$  dividiert wird. Man erhält dann

$$pv = RT \quad (2.19)$$

mit dem spezifischen Volumen  $v = \frac{1}{\rho} = \frac{V}{m}$  mit der Einheit  $[v] = \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$  und stoffabhängigen spezifischen Gaskonstanten  $R$ . In der Tabelle 2.2 sind für einige Gase die spezifischen Gaskonstanten und Wärmen aufgeführt.

**Tabelle 2.2:** Spezifische Gaskonstante und spezifische Wärme exemplarischer Gase (Zusammensetzung der Luft nach Tabelle 2.1)

Stoff	$R$	$c_v^0(T = 298.15 \text{ K})$
	$[R] = [c_v^0] = \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$	
$N_2$	296.8	742.72
$O_2$	259.8	656.63
$Ar$	208.1	312.17
$CO_2$	188.9	640.70
$H_2O$	461.5	1400.2
Luft	287.05	717.20
Abgas $\lambda = 1.4$	285.69	756.09

### 2.1.3 Energieformen des ruhenden und strömenden Gases

Im letzten Abschnitt wurde die (spezifische) innere Energie eines ruhenden Gases eingeführt. Neben dieser Energie existieren noch weitere Energieformen, die zur Beschreibung ruhender und bewegter Gase benötigt werden. Mit dem

#### 1. Hauptsatz der Thermodynamik [3]

1. *Jedes System besitzt eine extensive Zustandsgröße Energie  $E$ .*
2. *Die Energie eines Systems kann sich nur durch Energietransport über die Systemgrenze ändern: Für Energien gilt ein Erhaltungssatz.*
3. *Kinetische und potentielle Energie der Mechanik sind besondere Formen der Energie. Das Verrichten von mechanischer Arbeit ist eine mögliche Form des Energietransports über die Systemgrenze.*

werden diese Energieformen zu der (spezifischen) Bilanzgleichung

$$du + de_{kin} + de_{pot} = dq + dw \quad (2.20)$$

verknüpft. Die linke Seite dieser Gleichung stellt die Änderung der gesamten Energie des Gases dar, die aus den Änderungen der inneren Energie  $du$  und der kinetischen und potentiellen Energie  $de_{kin}$  und  $de_{pot}$  zusammengesetzt ist. Die rechte Seite erfaßt die Energieflüsse über die Systemgrenzen, die in eine Wärmemenge  $dq$  und mechanische Arbeit  $dw$  unterschieden werden können.

Für die Modellierung des strömenden Fluids (Gases) und die Darstellung der Simulationsergebnisse werden neben der inneren Energie  $U$  bzw. der spezifischen inneren Energie  $u = U/m$  noch zwei weitere Zustandsgrößen bzw. thermodynamische Potentiale benötigt: die Enthalpie  $H$  bzw. spezifische Enthalpie  $h = H/m$ , die über

$$H = U + pV \quad \text{bzw.} \quad h = u + pv \quad (2.21)$$

definiert ist, und die Entropie  $S$  bzw. die spezifische Entropie  $s = S/m$  mit

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \text{bzw.} \quad ds = \frac{dq}{T}. \quad (2.22)$$

### 2.1.4 Enthalpie

Um die Zustandsgröße Enthalpie näher zu erläutern, wird zunächst die Energiebilanz (Gl. (2.20)) betrachtet.

$$du + de_{kin} = dq + dw$$

Zur Vereinfachung sei das System keiner Beschleunigung ausgesetzt, sodaß  $de_{kin} = 0$  wird.  $dw$  sei die (reversible) mechanische Arbeit, die das Gas z.B. an einen Kolben bei einer isobaren ( $dp = 0$ ) Expansion abgeben kann, also

$$dw = -pdv.$$

Damit folgt aus Gl. (2.20) und Gl. (2.21), daß

$$dq = du + pdv = dh \quad (2.23)$$

wird. Das heißt, daß die zugeführte Wärme zu einem Teil als innere Energie, zum anderen Teil als mechanische Arbeit „gespeichert“ wird. Das Gas kann bei dieser Art von Prozeß mehr Energie aufnehmen als bei einer isochoren ( $dv = 0$ ) Erwärmung.

Die Änderung der Enthalpie mit der Temperatur ergibt sich unter Berücksichtigung der Definition  $R = \frac{pv}{T}$  aus der Ableitung

$$\frac{dh}{dT} = \frac{d(u + pv)}{dT} \stackrel{dp=0}{=} \frac{d(u + RT)}{dT} = \frac{du}{dT} + R = c_v^0(T) + R =: c_p^0(T). \quad (2.24)$$

Dabei ist  $c_p^0(T)$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck. Auch diese spezifische Wärme ist eine Funktion der Temperatur. Für Stoffgemische gilt Gl. (2.17) entsprechend auch für  $c_p^0$ :

$$c_p^0(T) = \sum_i \frac{m_i}{m} c_{p,i}^0(T) \quad (2.25)$$

Für feste Stoffe und Flüssigkeiten gibt es kaum einen Unterschied zwischen  $c_v$  und  $c_p$ , da die Volumenausdehnung bei einer Erwärmung vernachlässigbar klein ist. Bei Gasen jedoch muß die spezifische Wärme  $c_p$  größer als  $c_v$  sein, da ein Teil der zugeführten Energie in der reversibel abgegebenen Arbeit „gespeichert“ wird.

### 2.1.5 Entropie

Die Eigenschaften der Zustandsgröße Entropie werden mit dem

#### 2. Hauptsatz der Thermodynamik [3]

1. Jedes System besitzt eine extensive Zustandsgröße Entropie  $S$ .
2. Die mit der Wärme  $dQ$  über die Systemgrenzen transportierte Entropie ist  $dS_Q = \frac{dQ}{T}$ , wobei  $T$  die thermodynamische Temperatur an der Stelle des Übergangs ist.
3. Die durch irreversible Prozesse erzeugte Entropie  $dS_{irr}$  ist niemals negativ; sie verschwindet für reversible Prozesse.
4. Die Entropie eines Systems ändert sich durch Entropietransport mit Wärme, durch Stofftransport über die Systemgrenzen und durch irreversible, Entropie erzeugende Prozesse im Inneren des Systems.

$$dS = dS_Q + dS_{irr}$$

definiert. Mit dieser Größe werden die Randbedingungen für fast alle Zustandsübergänge, die im Modell berechnet werden, festgelegt.

Ausgehend von der zugeführten Wärme  $dq$  (Gl. (2.23)) können weitere, häufig benötigte Beziehungen für die Entropie angegeben werden:

$$TdS = dQ + TdS_{irr} = dU + pdV \quad \text{bzw.} \quad Tds = dq + Tds_{irr} = du + pdv. \quad (2.26)$$

Dabei stellt der Term  $TdS_{irr}$  die am Fluid verrichtete Reibungsarbeit dar, die auch als (spezifische) Dissipationsenergie mit

$$dJ := TdS_{irr} \quad \text{bzw.} \quad dj := Tds_{irr} \quad (2.27)$$

bezeichnet wird. Für reversible Prozesse ist  $dJ = dj = 0$ .



Unter Verwendung des Differentials zu Gl. (2.21)  $dh = du + pdv + vdp$  erhält man für die Entropie als Funktion der Enthalpie

$$TdS = dQ + dJ = dH - Vdp \quad \text{bzw.} \quad Tds = dq + dj = dh - vdp. \quad (2.28)$$

Aus dieser Darstellung gelangt man zur Zustandsgleichung

$$dh = Tds + vdp = dq + dj + dy, \quad (2.29)$$

mit der spezifischen Strömungsarbeit  $dy = vdp$ , die für *R. Mollier* 1904 die Grundlage des nach ihm benannten *Mollier-Diagramms* wurde. In diesem Diagramm wird über der spezifischen Entropie die spezifische Enthalpie des Gases aufgetragen (h-s-Diagramm). Dieser Diagrammtyp wird zur Darstellung der Zustandsübergänge und zur Verifikation der Ergebnisse der Simulation verwendet.

Für adiabate Systeme mit  $dq = 0$ , d.h. Systeme ohne einen Wärmestrom über die Systemgrenzen, wird

$$ds = ds_{irr} = \frac{dj}{T} \geq 0,$$

es kann also nur durch irreversible Vorgänge (z.B. Reibung) Entropie erzeugt werden. Dabei wird Energie des Fluids in Dissipationsenergie gewandelt.

Reicht eine Näherung für den Entropiezuwachs bei einem beliebigen Zustandsübergang ( $1 \rightarrow 2$ ) aus, so können die spezifischen Wärmen als konstant angenommen werden. Aus der Definition der Entropie (Gl. (2.28)) und der idealen Gasgleichung  $v = \frac{RT}{p}$  wird

$$ds = \frac{1}{T}(dh - RT\frac{dp}{p}) = \frac{c_p^0(T)dT}{T} - R\frac{dp}{p}.$$

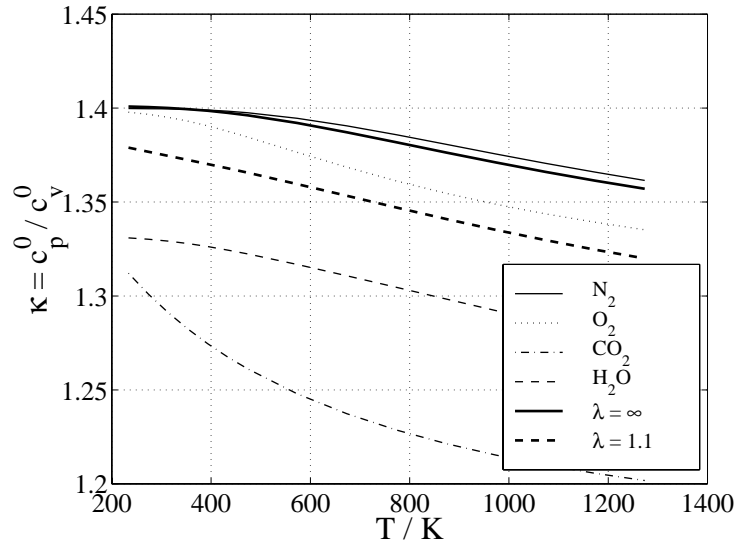
Integriert man diese Gleichung für ein kalorisch ideales Gas, bei dem  $c_p^0$  konstant ist, läßt sich die Entropiedifferenz zwischen zwei Gaszuständen

$$\Delta s_{12} = c_p^0 \ln \left( \frac{T_2}{T_1} \right) - R \ln \left( \frac{p_2}{p_1} \right). \quad (2.30)$$

angeben.

Eine isentrope ( $ds = 0$ ) Zustandsänderung ( $1 \rightarrow 2$ ) eines adiabaten, kalorisch idealen Systems wird aus Gl. (2.26) und der idealen Gasgleichung  $p = \frac{RT}{v}$

$$ds = \frac{du}{T} + R\frac{dv}{v} = 0$$



**Bild 2.8:** Isentropenexponent  $\kappa(T) = \frac{c_p^0(T)}{c_v^0(T)}$  für ausgewählte Gase

und unter der Annahme konstanter spezifischer Wärmen  $c_{v,p}^0$  nach Integration

$$c_v^0 \ln \left( \frac{T_2}{T_1} \right) + (c_p^0 - c_v^0) \ln \left( \frac{v_2}{v_1} \right) = 0.$$

Mit der (allgemeinen) Definition des Isentropenexponent  $\kappa$

$$\kappa(T) = \frac{c_p^0(T)}{c_v^0(T)} \quad (2.31)$$

erhält man schließlich

$$\left( \frac{T_2}{T_1} \right) = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^{(1-\kappa)} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{(\kappa-1)}{\kappa}} \quad (2.32)$$

und

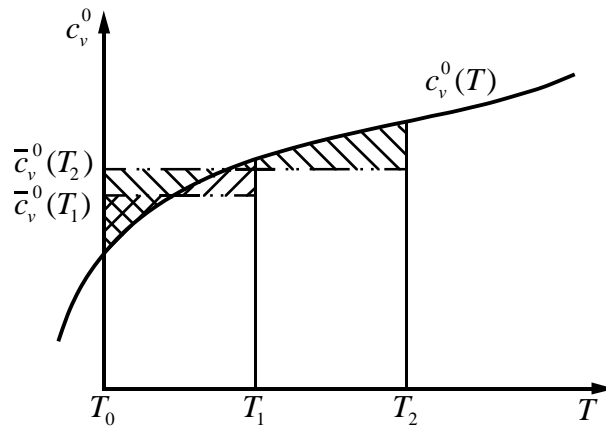
$$p_2 v_2^\kappa = p_1 v_1^\kappa.$$

Der Isentropenexponent ist nach Gl. (2.31) ebenfalls eine Funktion der Temperatur. Bild 2.8 zeigt die Isentropenexponenten  $\kappa(T)$  für verschiedene Gase.

### 2.1.6 Mittlere spezifische Wärme

Sollen die spezifischen Wärmen als Funktion der Temperatur berücksichtigt werden, so ergibt sich bei der Integration der spezifischen Enthalpie  $dh$  oder der spezifischen inneren Energie  $du$  die Notwendigkeit,  $c_p^0(T)$  und  $c_v^0(T)$  algebraisch darzustellen. Statt das Integral

$$\Delta u_{12} = \int_{T_1}^{T_2} c_v^0(\tau) d\tau \quad (2.33)$$



**Bild 2.9:** Definition der mittleren spezifischen Wärme bezogen auf die Ausgangstemperatur  $T_0$ ,  $\bar{c}_v^0$  wird so gewählt, daß die Flächensegmente zwischen  $c_v^0(T)$  und  $\bar{c}_v^0$  für die jeweilige Endtemperatur gleich groß sind.

zu lösen, kann man auch auf die, in Tabellen abgelegte, mittlere spezifische Wärme

$$\bar{c}_v^0(T) := \frac{1}{T - T_0} \int_{T_0}^T c_v^0(\tau) d\tau \quad (2.34)$$

mit der Bezugstemperatur  $T_0$  zurückgreifen. Bild 2.9 verdeutlicht die Vorgehensweise: das Integral aus Gl. (2.33) wird mit einem kleinen Umweg über die Bezugstemperatur  $T_0$  zerlegt in

$$\Delta u_{12} = u_2 - u_1 = \int_{T_0}^{T_2} c_v^0(\tau) d\tau - \int_{T_0}^{T_1} c_v^0(\tau) d\tau \quad (2.35)$$

$$= \bar{c}_v^0(T_2) \cdot (T_2 - T_0) - \bar{c}_v^0(T_1) \cdot (T_1 - T_0) \quad (2.36)$$

$$= u_{\bar{c}, T_0}(T_2) - u_{\bar{c}, T_0}(T_1). \quad (2.37)$$

Dabei ist

$$u_{\bar{c}, T_0}(T) := \bar{c}_v^0(T) \cdot (T - T_0) \quad (2.38)$$

die Differenz der spezifischen inneren Energie zwischen der Temperatur  $T$  und der Bezugstemperatur  $T_0$ , basierend auf  $\bar{c}_v^0(T)$ . Für die Simulation stehen diese, für Luft und Abgas im betrachteten Temperaturbereich eindeutige Funktion und ihre Umkehrfunktion  $u_{\bar{c}, T_0}^{-1}$  als Kennlinie für verschiedene Gase zur Verfügung.

Entsprechend wird auch mit  $c_p^0$  für die Berechnung der Enthalpie verfahren:

$$\Delta h_{12} = h_2 - h_1 = \int_{T_0}^{T_2} c_p^0(\tau) d\tau - \int_{T_0}^{T_1} c_p^0(\tau) d\tau \quad (2.39)$$

$$= \bar{c}_p^0(T_2) \cdot (T_2 - T_0) - \bar{c}_p^0(T_1) \cdot (T_1 - T_0) \quad (2.40)$$

$$= h_{\bar{c}, T_0}(T_2) - h_{\bar{c}, T_0}(T_1). \quad (2.41)$$

Hier ist

$$h_{\bar{c},T_0}(T) := \bar{c}_p^0(T) \cdot (T - T_0) \quad (2.42)$$

die Differenz der spezifischen Enthalpie zwischen der Temperatur  $T$  und der Bezugstemperatur  $T_0$ , basierend auf  $\bar{c}_p^0(T)$ . Auch diese Funktion ist zusammen mit ihrer Umkehrfunktion  $h_{\bar{c},T_0}^{-1}$  in der Simulation für verschiedene Gase verfügbar.

Für die genaue Berechnung der Entropie wird Gl. (2.28) integriert. Das Ergebnis

$$\Delta s_{12} = s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} \bar{c}_p^0(\tau) \frac{d\tau}{\tau} - R \ln \left( \frac{p_2}{p_1} \right)$$

enthält wieder ein Integral, das nicht einfach algebraisch lösbar ist. Ähnlich der mittleren spezifischen Wärmen greift man auch hier auf Wertetafeln zurück, in denen die Werte des Integrals

$$s^0(T) := \int_{T_0}^T \bar{c}_p^0(\tau) \frac{d\tau}{\tau} \quad (2.43)$$

für verschiedene Gase abgelegt sind. Mit der Definition nach Gl. (2.43) wird die Entropiedifferenz

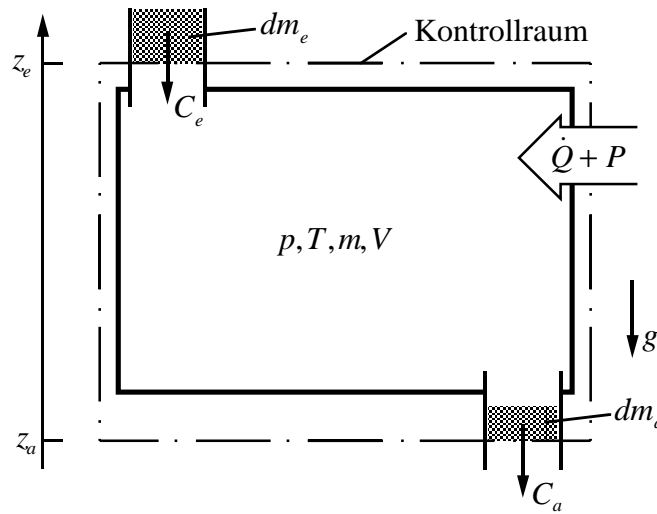
$$\Delta s_{12} = s_2 - s_1 = s^0(T_2) - s^0(T_1) - R \ln \left( \frac{p_2}{p_1} \right). \quad (2.44)$$

Die Bezugstemperatur wird in den technischen Tabellen meist so gelegt, daß mit  $T_0 = 273.15 \text{ K}$  die Werte über der Celsius-Temperatur aufgetragen sind.

### 2.1.7 Bilanzgleichungen für strömende Gase

Um jede der in dieser Arbeit untersuchten Strömungsmaschinen kann ein Kontrollvolumen nach Bild 2.10 gelegt werden. Durch dessen Grenzen hindurch treten sowohl definierte Stoff- als auch Energieströme auf, sodaß Stoff- und Energiebilanzgleichungen für das abgegrenzte Volumen aufgestellt werden können. Zunächst wird jedoch ein beliebiges Kontrollvolumen betrachtet, da bei der Modellbildung der Maschinen auch kleinere, mitbewegte Kontrollräume für Teilabschnitte verwendet werden.

Gegeben ist ein System oder Teilsystem, das von einem Kontrollraum, wie er in Bild 2.10 dargestellt ist, abgegrenzt wird. Dem System strömt ein Fluid zu, das an anderer Stelle das abgegrenzte Volumen wieder verläßt. Zu- und abfließender Massenstrom müssen nicht gleich groß sein. Durch die Wand findet ein Wärmeaustausch mit der Umgebung statt, auch die Zufuhr oder Abgabe mechanischer Leistung ist möglich. Der Kontrollraum kann sich mit dem System zusätzlich im Raum bewegen, jedoch bleiben seine Grenzen bezüglich des umfaßten Systems unverändert.

**Bild 2.10:** Kontrollraum um ein durchströmtes System

In einem beliebig kleinen Zeitintervall  $dt$  strömt die Fluidmenge  $dm_e$  in den Kontrollraum hinein, die Fluidmenge  $dm_a$  aus dem Kontrollvolumen hinaus. Für die im System gespeicherte Masse  $m$  kann deshalb die Bilanzgleichung

$$dm = dm_e - dm_a \quad (2.45)$$

aufgestellt werden.

Sind die Querschnittsflächen  $A_{e,a}$  der Ein- und Austrittsöffnung bekannt, kann für jede Öffnung die querschnittsgemittelte Strömungsgeschwindigkeit  $C_{e,a}$  aus dem Massenstrom  $\dot{m}_{e,a}$  und der Dichte  $\rho_{e,a} = 1/v_{e,a}$  des Fluids mit

$$C_{e,a} = \frac{\dot{m}_{e,a}}{\rho_{e,a} A_{e,a}} = \frac{\dot{m}_{e,a} v_{e,a}}{A_{e,a}} \quad (2.46)$$

bestimmt werden.

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik muß für den bewegten Kontrollraum die Energiebilanzgleichung

$$dE = dQ + Pdt + dE_e - dE_a \quad (2.47)$$

gelten. Dabei ist  $dQ$  die zugeführte Wärme,  $Pdt$  die am System verrichtete mechanische Arbeit und  $dE$  die Änderung der im Kontrollvolumen gespeicherten Energie für das Zeitintervall  $dt$ .

Das in diesem Zeitintervall ein- und ausströmende Fluid führt die Energien

$$\begin{aligned} dE_e &= dm_e \left( u_e + \frac{C_e^2}{2} + gz_e \right) \quad \text{und} \\ dE_a &= dm_a \left( u_a + \frac{C_a^2}{2} + gz_a \right) \end{aligned}$$

über die Systemgrenzen, wobei  $u_{e,a}$  die spezifischen inneren Energien bezeichnet, die Terme  $\frac{C_{e,a}^2}{2}$  und  $gz_{e,a}$  stellen die spezifische kinetische und potentielle Energie des strömenden Fluids dar.

Die am System verrichtete Arbeit  $Pdt$  läßt sich in mechanische Arbeit  $dW_{mech} = P_{mech}dt$  und Arbeit des strömenden Fluids aufspalten. Beim Ein- und Ausströmen verrichtet das Fluid mechanische Arbeit  $dW$ , da es gegen/mit dem Druck  $p$  im System um die Wegstrecke  $dz$  weiterbewegt wird. Die Fluidreibung wird hierbei vernachlässigt. Mit  $F = pA$  und  $Adz = dV = vdm$  wird  $dW = Fdz = pAdz = pdV$  und schließlich

$$\begin{aligned} dW_e &= dm_e pv & \text{und} \\ dW_a &= dm_a pv. \end{aligned}$$

Damit wird die dem System zugeführte Arbeit

$$Pdt = P_{mech}dt + dW_e - dW_a. \quad (2.48)$$

Unter der Annahme eines stationären Fließprozesses, bei dem nun Massenzu- und -abstrom gleich sind,

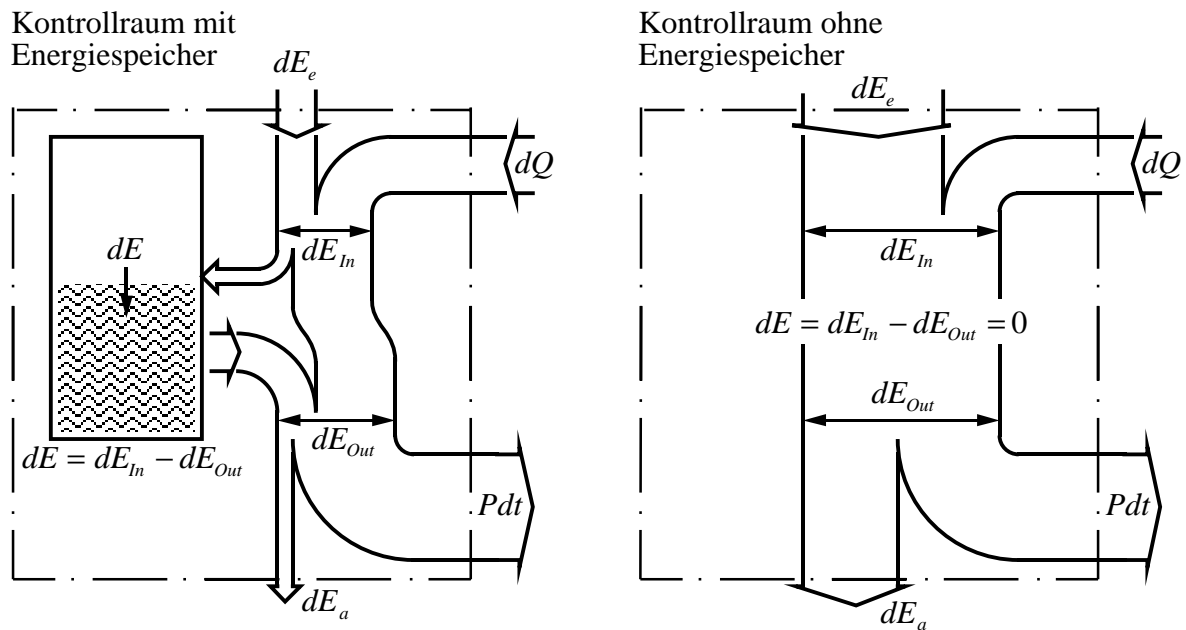
$$\dot{m}_e = \dot{m}_a =: \dot{m}_{fl},$$

ändert sich die im System gespeicherte Masse  $m$  nicht mehr. Unter der Voraussetzung, daß in dem Kontrollvolumen keine zusätzliche Energie gespeichert werden kann, wird  $\dot{E} = 0$ . Dies ist insbesondere im Hinblick auf die Modellierung des Turboladers zulässig, da hier einerseits die betrachteten Kontrollvolumina sehr klein und andererseits die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids sehr groß sind. Das einzige Medium, daß die Energie in dem Kontrollvolumen speichern kann, ist das strömende Fluid selbst. Durch den ständigen Austausch des Fluids im Kontrollvolumen findet der Energieaustausch nur noch mit dem Fluid statt, Bild 2.11. Ausgehend von der Bilanzgleichung des 1. Hauptsatzes, Gl. (2.47), und den getroffenen Annahmen erhält man für die vier möglichen Energieströme Wärme, mechanische Energie, mit dem Fluid zuströmende und abströmende Energie, unter Verwendung von Gl. (2.48) die Leistungsbilanzgleichung

$$\dot{Q} + P_{mech} - \dot{m}_{fl}(u_a + p_a v_a + \frac{C_a^2}{2} + gz_a) + \dot{m}_{fl}(u_e + p_e v_e + \frac{C_e^2}{2} + gz_e) = \dot{E} = 0. \quad (2.49)$$

Unter Verwendung der spezifischen Enthalpie  $h = u + pv$  kann die Gl. (2.49) schließlich vereinfacht werden zu

$$\dot{Q} + P_{mech} - \dot{m}_{fl}(h_a + \frac{C_a^2}{2} + gz_a) + \dot{m}_{fl}(h_e + \frac{C_e^2}{2} + gz_e) = 0. \quad (2.50)$$



**Bild 2.11:** Beispiel für Energieströme in einem Kontrollvolumen, für die allgemeine Gl. (2.47) mit Energiespeicher und für den Fall ohne Energiespeicher, Gl. (2.50). Die Aufteilung und Größe der Energieströme ist in der Grafik willkürlich gewählt.

### 2.1.8 Zusammenfassung

Ausgehend von der kinetischen Gastheorie, die jedem Teilchen einen bestimmten Energiebetrag zuordnet, wurden verschiedene kalorische und thermische Zustandsgleichungen und -größen in den letzten Abschnitten eingeführt. In der Tabelle 2.3 sind die Beziehungen der einzelnen Zustandsgrößen einander gegenübergestellt. Da die spezifischen Wärmen Funktionen der Temperatur sind und der Arbeitsbereich der Turbine einen sehr großen Temperaturbereich umfaßt, soll die Temperaturabhängigkeit im Modell berücksichtigt werden. Dazu wurden die mittleren spezifischen Wärmen definiert. Abschließend wurden verschiedene Bilanzgleichungen für durchströmte Kontrollvolumen aufgestellt. Im folgenden sollen spezielle Strömungszustände, die bei der Modellierung eine Rolle spielen, untersucht werden.

## 2.2 Adiabate Strömung

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, sollen später entlang eines idealen Stromfadens durch die Strömungsmaschinen hindurch die Zustände des strömenden Gases an bestimmten Orten berechnet werden. Jede der zu untersuchenden Teilstrecken baut auf dem im folgenden vorgestellten

**Tabelle 2.3:** Thermische und kalorische Zustandsgleichungen idealer Gase, Definition der Energieformen

Thermische Zustandsgleichung eines idealen Gases $v = \frac{RT}{p}, \quad p = \frac{RT}{v}$	
Spez. Enthalpie $h(T)$ $dh = c_p^0(T)dT \quad (2.51)$ $h = u + pv = u + RT \quad (2.52)$	Spez. innere Energie $u(T)$ $du = c_v^0(T)dT \quad (2.53)$ $u = h - pv = h - RT \quad (2.54)$
$dh - vdp = du + pdv \quad (2.55)$	
Spez. Wärmen $c_p^0(T), c_v^0(T)$ $c_p^0(T) = \frac{dh}{dT} = \frac{du}{dT} + R = c_v^0(T) + R \quad (2.56)$	
Mittlere spez. Wärme $\bar{c}_p^0(T)$ $\bar{c}_p^0(T) = \frac{1}{T - T_0} \int_{T_0}^T c_p^0(\tau) d\tau \quad (2.57)$	Mittlere spez. Wärme $\bar{c}_v^0(T)$ $\bar{c}_v^0(T) = \frac{1}{T - T_0} \int_{T_0}^T c_v^0(\tau) d\tau \quad (2.58)$
Spez. Entropie $s(T, p)$ $ds = \frac{dq}{T} = \frac{dh}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (2.59)$ $s^0(T) := \int_{T_0}^T c_p^0(\tau) \frac{d\tau}{\tau} \quad (2.61)$	Spez. Entropie $s(T, v)$ $ds = \frac{dq}{T} = \frac{du}{T} + R \frac{dv}{v} \quad (2.60)$



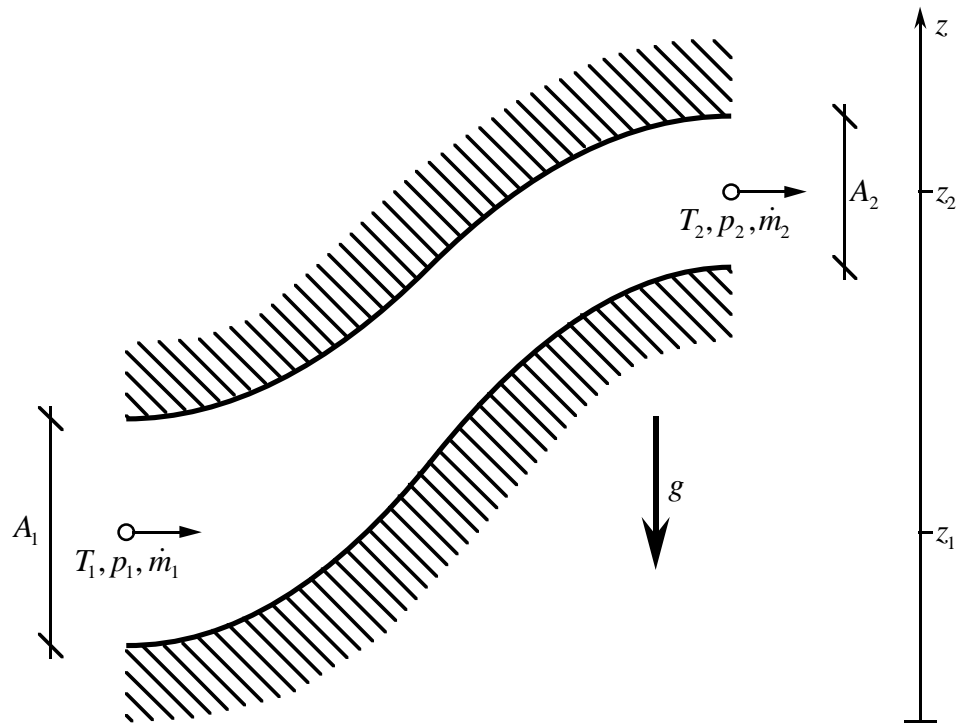


Bild 2.12: Strömungskanal für eine adiabate Strömung

Grundmodell einer adiabaten stationären Strömung auf.

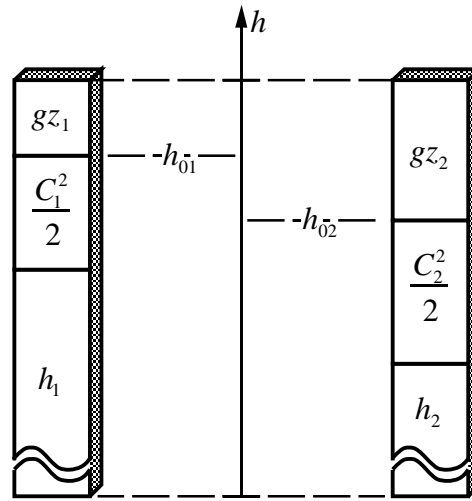
Eine mögliche Teilstrecke ist in Bild 2.12 dargestellt. Das Fluid befindet sich am Anfang der Strecke im Zustand  $(T_1, p_1)$  bei einem Massenstrom von  $\dot{m}_1$ . Mit dem bekannten Querschnitt  $A_1$  und Gl. (2.46) kann die Strömungsgeschwindigkeit  $C_1$  berechnet werden. Dem entsprechend können auch für das Ende der Strecke die Zustandsgrößen berechnet werden. Für den stationären Fall muß die Massenbilanz nach Gl. (2.45) mit  $dm = 0$  gelten, also wird  $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}_{fl}$ . Da das strömende Fluid außer der Potentialdifferenz  $z_2 - z_1$  keine (zusätzliche) mechanische Arbeit abgibt oder zugeführt bekommt, wird  $P_{mech} dt = 0$ . Der Wärmestrom  $\dot{Q}$  wird ebenfalls zu Null, da ein adiabates System angenommen wird.

Aufbauend auf der Energiebilanz Gl. (2.50) erhält man mit den Vorüberlegungen für den Kanal

$$\dot{m}_{fl} \left( h_1 + \frac{C_1^2}{2} + gz_1 \right) = \dot{m}_{fl} \left( h_2 + \frac{C_2^2}{2} + gz_2 \right) \quad (2.62)$$

und nach Division durch  $\dot{m}_{fl}$

$$h_1 + \frac{C_1^2}{2} + gz_1 = h_2 + \frac{C_2^2}{2} + gz_2. \quad (2.63)$$



**Bild 2.13:** Graphische Darstellung der Gl. (2.63). Eine Zunahme kinetischer oder potentieller Energie führt zur Abnahme der Enthalpie.

Häufig werden Enthalpie und kinetische Energie zur Totalenthalpie

$$h_0 = h + \frac{C^2}{2} \quad (2.64)$$

zusammengefaßt (Bild 2.13). In der Literatur findet man auch die gleichbedeutenden Begriffe der Ruhe- oder Stationärenenthalpie. Die Totalenthalpie verändert sich bei einer adiabaten, stationären Strömung nur dann, wenn das Fluid Arbeit verrichtet oder am Fluid Arbeit verrichtet wird. Diese Arbeit kann auch im Unterschied der potentiellen Energien am Eintritt- und Austritt begründet sein.

Die potentielle Energie muß nicht nur durch die Erdbeschleunigung bedingt sein. Bei den zu untersuchenden Strömungsmaschinen wird für den Streckenabschnitt in den Rotoren ein rotorfestes, rotierendes Koordinatensystem gewählt werden.

Ein punktförmiges (Gas-)Teilchen der Masse  $m$ , das auf einer Rotorscheibe im Radius  $r$  und der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  bewegt wird, besitzt die Umfangsgeschwindigkeit  $U = \omega r$  tangential zur Kreisbahn, das Massenträgheitsmoment  $\Theta = mr^2$  bezogen auf den Kreismittelpunkt und damit die Rotationsenergie

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \Theta \omega^2 = \frac{1}{2} m U^2 = \frac{1}{2} m (\omega r)^2.$$

Es wird durch die Zentripetalkraft  $F_{ZP} = m\omega^2 r$  auf dieser Kreisbahn geführt.

Bezüglich eines rotorfesten, mitbewegten Koordinatensystems erfährt das gleiche Teilchen die betragsmäßig gleiche, jedoch nach außen gerichtete Zentrifugalkraft  $F_{ZF}$ . Bewegt man das Teil-

chen bei gleichbleibender Winkelgeschwindigkeit in radialer Richtung auf das Zentrum zu, muß gegen die Zentrifugalkraft Arbeit verrichtet werden. Gleichzeitig wird die Bahngeschwindigkeit und damit die Rotationsenergie des Teilchens verringert und das Teilchen erfährt im bewegten Bezugssystem zusätzlich eine tangentielle Kraft, die sog. *Coriolis*-Kraft. Die potentielle Energie, die im rotierenden Bezugssystem gewonnen wird, welches mit der Geschwindigkeit  $\omega$  rotiert, ergibt sich aus dem Integral

$$E_{pot,rot} = \int_{r_1}^{r_2} -F_{ZF} dr = m \int_{r_1}^{r_2} -\omega^2 r dr = m e_{pot,rot}(r) \Big|_{r_1}^{r_2}$$

mit dem spezifischen potentiellen Energieniveau

$$e_{pot,rot}(r) = -\frac{1}{2}\omega^2 r^2 \quad (2.65)$$

und dem Radius  $r$ , der von der Rotationsachse nach außen hin positiv zählt.

Mit den Relativgeschwindigkeiten  $W_1$  und  $W_2$  des Gases bezüglich des rotierenden Koordinatensystems wird die Energiebilanz

$$h_1 + \frac{W_1^2}{2} - \frac{\omega^2 r_1^2}{2} = h_2 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{\omega^2 r_2^2}{2}, \quad (2.66)$$

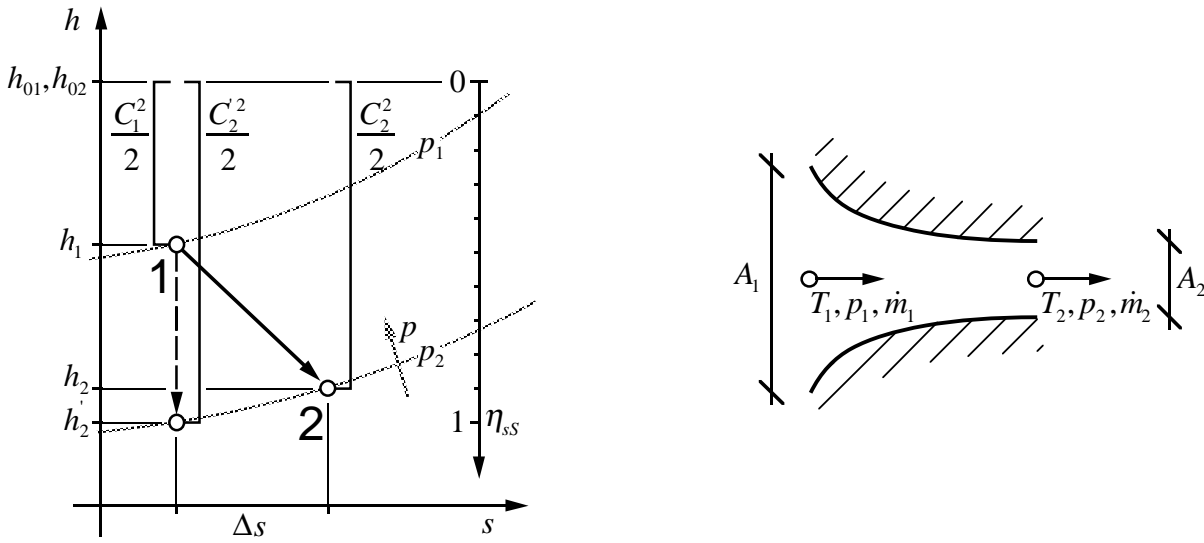
und mit  $U = \omega r$

$$h_1 + \frac{W_1^2}{2} - \frac{U_1^2}{2} = h_2 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{U_2^2}{2}.$$

Die Summe aus Enthalpie und der kinetischen Energien  $h + \frac{W^2}{2} - \frac{U^2}{2}$  entspricht im rotierenden System der Totalenthalpie.

### 2.2.1 Adiabate Düsenströmung

Strömt das Fluid ohne Wärmeabgabe durch einen geeignet gestalteten Streckenabschnitt, in dem der Austrittsquerschnitt  $A_2$  kleiner als der Eintrittsquerschnitt  $A_1$  wird (Bild 2.12), so muß aufgrund der Massenbilanz die Strömungsgeschwindigkeit (Gl. (2.46)) am Ausgang zunehmen, solange sich die Dichte weniger ändert als der Querschnitt (Unterschallströmung). Bei der Beschleunigung wird Enthalpie (oder potentielle Energie) in kinetische Energie gewandelt (Bild 2.14), da weder mechanische Arbeit noch Wärme zugeführt werden. Damit ist unmittelbar eine Druckabnahme von  $p_1$  auf  $p_2$  und eine Temperaturabnahme von  $T_1$  auf  $T_2$  verbunden. Bei einer idealen Strömung wird die größte Geschwindigkeit  $C_2$  ohne Entropiezuwachs ( $\Delta s = s_2 - s_1 = 0$ ) im Enthalpieniveau  $h'_2$  isentrop erreicht.



**Bild 2.14:** Adiabate Düsenströmung unter Querschnittsverkleinerung ( $A_2 < A_1$ ). Spezifische kinetische Energiebeträge  $\frac{C^2}{2}$  sind durch eckige Klammern eingetragen. Die Totalenthalpie bleibt beim Übergang vom Zustand 1 nach 2 unverändert. Durch Strömungsverluste wird ein Teil der kinetischen Energie verbunden mit einem Anstieg der Entropie  $\Delta s = s_2 - s_1 > 0$  irreversibel in Wärmeenergie  $j_{12} > 0$  gewandelt und steht damit auch nicht mehr für die Wandlung in andere Energieformen, z.B. mechanische, zur Verfügung.

Aufgrund von Strömungsverlusten erhält man für die Endgeschwindigkeit nur  $C_2 < C_2'$ . Durch die Verluste entsteht ein Entropiezuwachs ( $\Delta s = s_2 - s_1 > 0$ , Gl. (2.30)). Man definiert den isentropen Strömungs- oder Düsenwirkungsgrad als das Verhältnis der erreichten zur erreichbaren kinetischen Energie

$$\eta_{ss} = \frac{C_2^2}{C_2'^2} = \frac{h_{01} - h_2}{h_{01} - h_2'} \leq 1. \quad (2.67)$$

Mit diesem wird die Enthalpie am Ausgang

$$h_2 = h_{01} \left[ 1 - \eta_{ss} \left( 1 - \frac{h_2'}{h_{01}} \right) \right]. \quad (2.68)$$

Unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen nach Gl. (2.57) mit der Bezugstemperatur  $T_0$  wird

$$h_{01} - h_2 = \bar{c}_p^0(T_{01}) \cdot (T_{01} - T_0) - \bar{c}_p^0(T_2) \cdot (T_2 - T_0) = h_{\bar{c}, T_0}(T_{01}) - h_{\bar{c}, T_0}(T_2)$$

und

$$h_{01} - h_2' = \bar{c}_p^0(T_{01}) \cdot (T_{01} - T_0) - \bar{c}_p^0(T_2') \cdot (T_2' - T_0) = h_{\bar{c}, T_0}(T_{01}) - h_{\bar{c}, T_0}(T_2')$$

und man erhält für die Endtemperatur  $T_2$  mit der Funktion  $h_{\bar{c}, T_0}(T)$  aus Gl. (2.42)

$$T_2 = h_{\bar{c}, T_0}^{-1} \left( h_{\bar{c}, T_0}(T_{01}) \left[ 1 - \eta_{ss} \left( 1 - \frac{h_{\bar{c}, T_0}(T_2')}{h_{\bar{c}, T_0}(T_{01})} \right) \right] \right). \quad (2.69)$$

### 2.2.2 Kritisches Druckverhältnis und Schallgeschwindigkeit

Die kinetische Energie der Strömung  $C_2^2/2$  nach Bild 2.14 am Austritt der Düse ist gerade die Differenz zwischen Ruheenthalpie  $h_{02} = h_{01}$  und der Enthalpie  $h_2$  im Austrittsquerschnitt  $A_2$ . Es wird

$$C_2 = \sqrt{2(h_{01} - h_2)} = \sqrt{2\bar{c}_p^0 \cdot (T_{01} - T_2)} \quad (2.70)$$

mit der mittleren spezifischen Wärme  $\bar{c}_p^0$  im Temperaturbereich zwischen der Ruhetemperatur  $T_{01}$  und der Temperatur  $T_2$  des im Querschnitt  $A_2$  strömenden Gases. Aus der Beziehung nach Gl. (2.32)

$$\left(\frac{T_2}{T_{01}}\right) = \left(\frac{v_2}{v_{01}}\right)^{(1-\kappa)} = \left(\frac{p_2}{p_{01}}\right)^{\frac{(\kappa-1)}{\kappa}}$$

folgt die Strömungsgeschwindigkeit

$$C_2 = \sqrt{2p_{01}v_{01}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} = \sqrt{2p_{01}v_{01}} v\left(\kappa, \frac{p_2}{p_{01}}\right)$$

mit der dimensionslosen Geschwindigkeitsfunktion (Bild 2.15)

$$v(\kappa, p_{rat}) = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left(1 - p_{rat}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} \quad (2.71)$$

Aus der Massenstrombilanz  $\dot{m} = A\rho C$  folgt für den Punkt 2

$$\dot{m} = A_2\rho_2 C_2 = A_2\rho_{01} \left(\frac{p_2}{p_{01}}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{2p_{01}v_{01}} v\left(\kappa, \frac{p_2}{p_{01}}\right)$$

und mit der Durchflußfunktion (Bild 2.15)

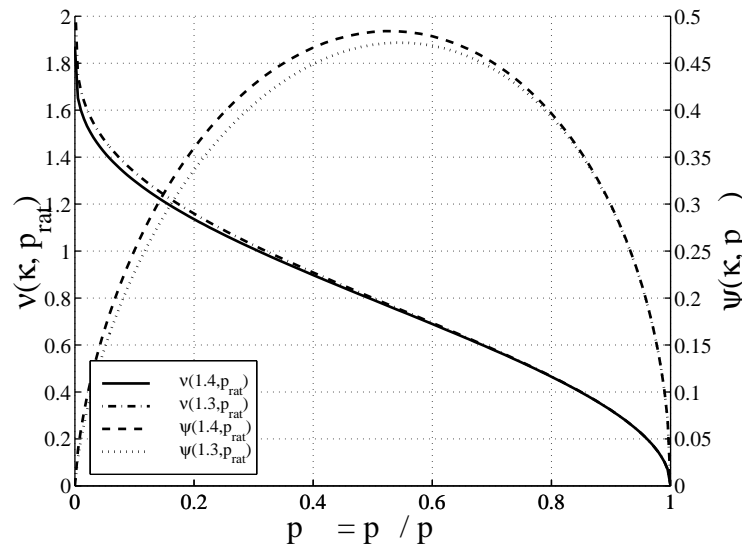
$$\psi(\kappa, p_{rat}) = (p_{rat})^{\frac{1}{\kappa}} v(\kappa, p_{rat}) = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left(p_{rat}^{\frac{2}{\kappa}} - p_{rat}^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)} \quad (2.72)$$

wird der Massenstrom schließlich

$$\dot{m} = A_2\rho_{01} \sqrt{2p_{01}v_{01}} \psi\left(\kappa, \frac{p_2}{p_{01}}\right).$$

Die Durchflußfunktion  $\psi(\kappa, p_{rat})$  hat beim Druckverhältnis  $p_{rat,max} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$  ein Maximum, Bild 2.16. Bei diesem kritischen Druckverhältnis erreicht das Gas die Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt am Austritt der Düse

$$a_2 = \sqrt{2p_{01}v_{01}} v(\kappa, p_{rat,max}) = \sqrt{2p_{01}v_{01}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa+1}} = \sqrt{2RT_{01}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa+1}} = \sqrt{\kappa RT_2}. \quad (2.73)$$



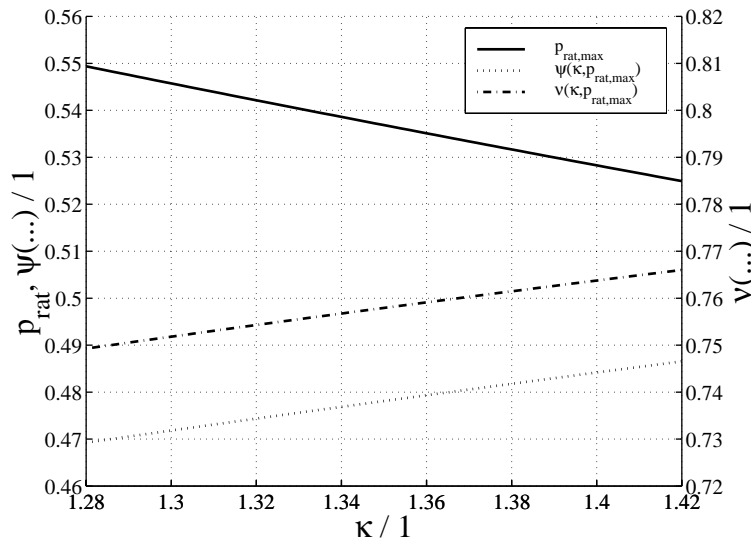
**Bild 2.15:** Normierte Durchflußfunktion  $\psi(\kappa, p_{rat})$  und Geschwindigkeitsfunktion  $v(\kappa, p_{rat})$ . Für kleinere Werte  $\kappa$  (z.B. heißes Abgas) wird auch der maximal erreichbare Durchfluß geringfügig kleiner. Die Lage des Extrempunktes wandert zu kleineren Druckgefällen hin ( $\rightarrow 1$ ), Bild 2.16.

Die Schallgeschwindigkeit über  $T_{01}$  bzw.  $T_2$  sind in Bild 2.17 für verschiedene Gaszusammensetzungen dargestellt.

Eine Beschleunigung der Strömung über die Schallgeschwindigkeit hinaus ist nur in speziell geformten *Laval*-Düsen möglich, deren Querschnittserweiterung im Diffusor speziellen Differentialgleichungen genügen muß [3]. Diese Düsen-/Diffusorform ist im Turbolader, der in einem großen Arbeitsbereich eingesetzt werden soll, nur schwer zu realisieren und einzuhalten, da die effektiven Strömungsquerschnitte auch von der veränderlichen Strömungsrichtung und dem Drall des Gases abhängig sind. In jedem Fall ist das mit Überschallgeschwindigkeit strömende Gas in einem labilen Zustand, aus dem es durch einen Verdichtungsstoß unter Verlusten wieder in einen stabilen Zustand zurückfallen kann [34]. Dieser Verdichtungsstoß kann durch unterschiedliche Störereignisse ausgelöst werden.

### 2.2.3 Adiabate Diffusorströmung

Wie bei der adiabaten Düsenströmung treffen auch für die adiabate Diffusorströmung die Energie- und Massenbilanzgleichungen zu. Durch die Querschnittserweiterung von  $A_1$  am Eintritt auf  $A_2$  am Austritt wird jedoch die Strömung verzögert, wenn die Strömungsgeschwindigkeit im Eintrittsquerschnitt kleiner ist als die Schallgeschwindigkeit. [3]. Bei der verzögerten Strömung steigt



**Bild 2.16:** Lage des kritischen Druckverhältnisses als Funktion von  $\kappa$  und Werte der normierten Durchfluß- und Geschwindigkeitsfunktion an der kritischen Stelle.

der Druck von  $p_1$  auf das Druckniveau  $p_2$  an (Bild 2.18). Setzt man auch bei diesem Vorgang zunächst einen reversiblen isentropen Zustandsübergang voraus, so gelangt man zur Enthalpie  $h'_2$  mit der Geschwindigkeit  $C'_2$ . Durch Reibung und Turbulenzen, also irreversible Vorgänge, wird in der Realität Entropie  $\Delta s_{irr} > 0$  erzeugt. Ein Teil der kinetischen Energie wird dabei in Wärme gewandelt. Da immer noch die Energiebilanz Gl. (2.63) gilt, bleibt die irreversibel erzeugte Wärme im System und erhöht die Enthalpie auf den Wert  $h_2$ .

Mit dem isentropen Diffusorwirkungsgrad

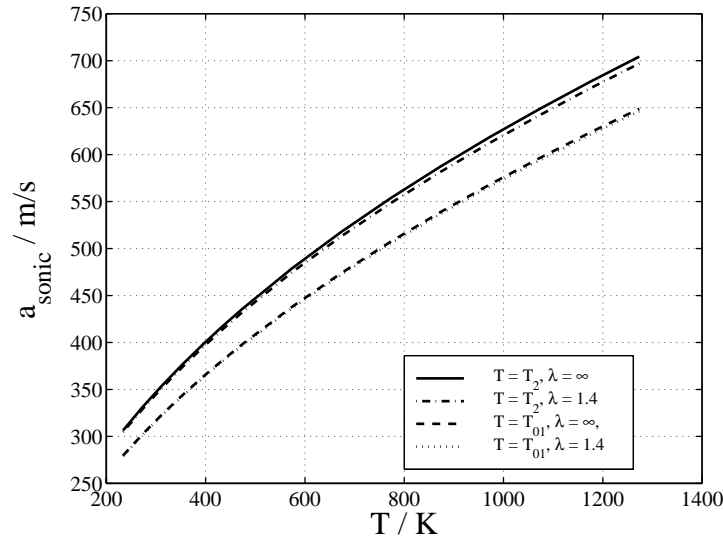
$$\eta_{sD} = \frac{\Delta h_s}{\Delta h} = \frac{h'_2 - h_1}{h_2 - h_1} = \frac{h'_2 - h_1}{(C_1^2 - C_2^2)/2} \leq 1 \quad (2.74)$$

wird das Verhältnis der isentropen zur tatsächlichen Enthalpiedifferenz definiert. Letztere kann auch als Differenz der kinetischen Energien geschrieben werden. Analog zur Düsenströmung kann mit einem gegebenen Wirkungsgrad  $\eta_{sD}$  die Endtemperatur unter Berücksichtigung temperaturabhängiger spezifischer Wärmen bestimmt werden:

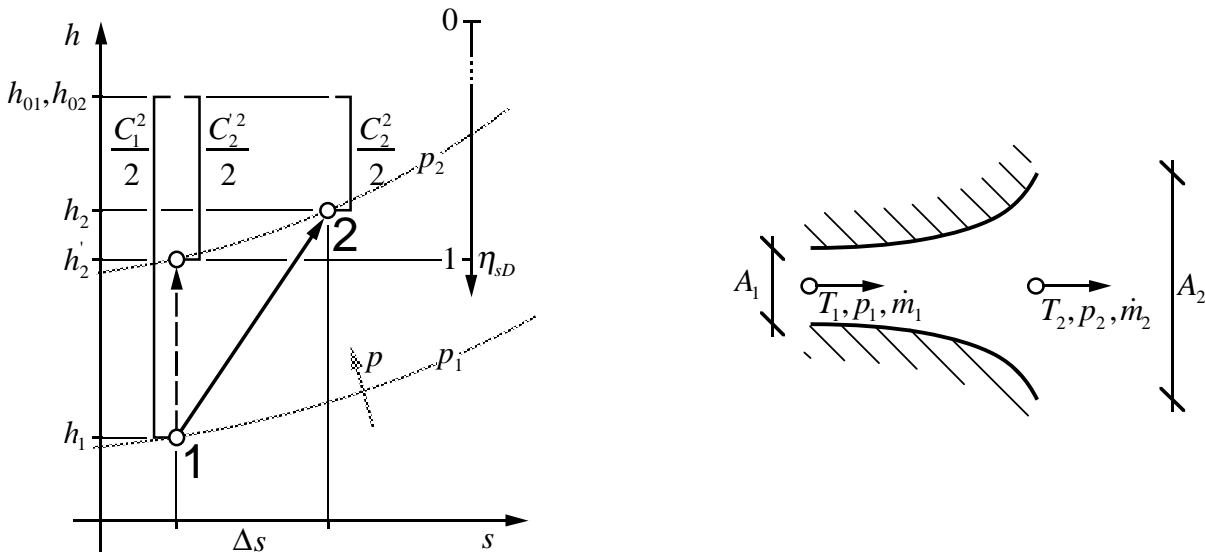
$$T_2 = h_{\bar{c}, T_0}^{-1} \left( h_{\bar{c}, T_0}(T_1) \left[ 1 + \frac{1}{\eta_{sD}} \left( 1 \frac{h_{\bar{c}, T_0}(T'_2)}{h_{\bar{c}, T_0}(T_1)} - 1 \right) \right] \right). \quad (2.75)$$

## 2.2.4 Adiabate Verdichtung

Im Gegensatz zu den bisher behandelten adiabaten Strömungen wird bei der adiabaten Verdichtung mechanische Arbeit  $w_{12} > 0$  am Gas verrichtet. Dadurch sind die Totalenthalpien am Ein-

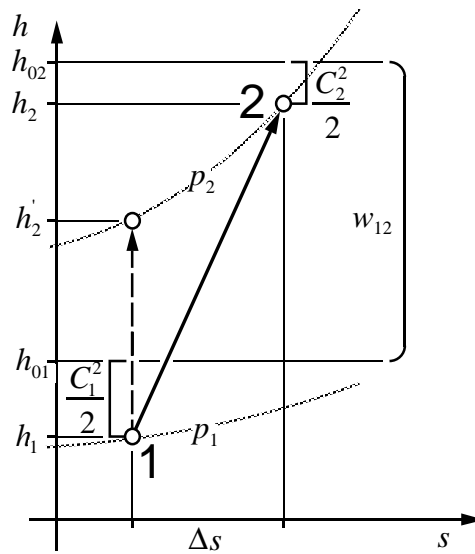


**Bild 2.17:** Schallgeschwindigkeit als Funktion von  $\lambda$  und den Temperaturen  $T_{01}$  (Ruhetemperatur) und  $T_2$  (strömendes Gas).



**Bild 2.18:** Adiabate Diffusorströmung unter Querschnittserweiterung ( $A_2 > A_1$ ). Spezifische kinetische Energiebeträge  $\frac{C^2}{2}$  sind durch eckige Klammern eingetragen. Die Totalenthalpie bleibt beim Übergang vom Zustand 1 nach 2 unverändert. Durch Strömungsverluste wird ein Teil der kinetischen Energie irreversibel in Wärmeenergie  $j_{12} > 0$  gewandelt, was mit einem Anstieg der Entropie  $\Delta s_{irr} = s_2 - s_1 > 0$  verbunden ist. Sie steht damit auch nicht mehr für die Wandlung in andere Energieformen, z.B. mechanische, zur Verfügung.





**Bild 2.19:** Adiabate Verdichtung durch Zufuhr mechanischer Energie  $w_{12}$  (runde Klammer). Spezifische kinetische Energiebeträge  $\frac{C^2}{2}$  sind durch eckige Klammern eingetragen. Die Differenz der Totalenthalpien  $h_{02} - h_{01} > 0$  entspricht der zugeführten Arbeit  $w_{12}$ . Durch Strömungsverluste wird ein Teil der kinetischen Energie verbunden mit einem Anstieg der Entropie  $\Delta s = s_2 - s_1 > 0$  irreversibel in Wärmeenergie  $j_{12} > 0$  gewandelt und steht damit auch nicht mehr für die Wandlung in andere Energieformen, z.B. mechanische, zur Verfügung.

und Ausgang nicht mehr gleich. Die Differenz zwischen diesen Totalenthalpien entspricht der zugeführten Arbeit (Bild 2.19). Das Ziel der Verdichtung ist es, das Gas vom Ausgangsdruck  $p_1$  auf ein höheres Druckniveau  $p_2$  zu bringen. Der kürzeste Weg dorthin führt wieder über eine isentrope Zustandsänderung, bei der die gesamte verfügbare kinetische Energie  $\frac{C_1^2}{2}$  und ein Minimum an mechanischer Arbeit zur Erhöhung des Drucks eingesetzt werden. Das Gas am Ausgang hat dann die Geschwindigkeit  $C_2' = 0$  bei der Enthalpie  $h_2' = h_{02}'$ . Sofern das verdichtete Gas genutzt werden soll, z.B. im Verbrennungsmotor, wird immer eine Endgeschwindigkeit  $C_2$  existieren. Durch Reibungsverluste, die als Dissipationsenergie nur zur Erwärmung des Fluids beitragen, wird zum einen Entropie erzeugt, zum anderen wird mehr Arbeit benötigt, um auf das gleiche Druckniveau zu kommen. Für die Wellenarbeit gilt die Bilanzgleichung

$$w_{12} = \int_1^2 v dp + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + j_{12} = y_{12} + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + j_{12} \quad (2.76)$$

mit der Strömungsarbeit  $y_{12} = \int_1^2 v dp > 0$  und der Dissipationsenergie  $j_{12} > 0$ , mit der die Strömungsverluste berücksichtigt werden. Unter Berücksichtigung von  $dh = dj + dy$  (Gl. (2.29)) ist

$$w_{12} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) = h_{02} - h_{01}.$$

Definiert werden für den Prozeß der Verdichtung verschiedene Wirkungsgrade. Der isentrope Verdichterwirkungsgrad  $\eta_{sV}$  ist das Verhältnis der Enthalpieänderung vom Eingangs- zum Ausgangszustand zwischen dem verlustbehafteten und dem ideal, reversiblen Prozeß

$$\eta_{sV} := \frac{h'_2 - h_1}{h_2 - h_1} \approx \frac{w_{s12}}{w_{12}} \leq 1. \quad (2.77)$$

Die strömungstechnische Qualität des Verdichters läßt sich durch den polytropen Wirkungsgrad  $\eta_{vV}$  der Maschine angeben. Es ist

$$\eta_{vV} := \frac{y_{12}}{h_2 - h_1} \approx \frac{y_{12}}{w_{12}} \leq 1. \quad (2.78)$$

Dieser setzt die tatsächlich applizierte Strömungsarbeit  $y_{12} = \int_1^2 v dp$  zur aufgewendeten Wellenarbeit  $w_{12}$  in Relation.

Für die Berechnung der Strömungsarbeit  $y_{12}$  muß zunächst der tatsächliche Zustandsübergang zwischen Eingang und Ausgang der Maschine durch eine einfache Polytrope angenähert werden. Dazu definiert man das Polytropenverhältnis

$$v := \frac{dh}{v dp}, \quad (2.79)$$

das für alle Abschnitte der Zustandsänderung konstant ist. Daraus läßt sich unmittelbar

$$v = \frac{dh}{v dp} = \frac{dq + dj + dy}{dy}$$

und für den gesamten Zustandsübergang im Verdichter

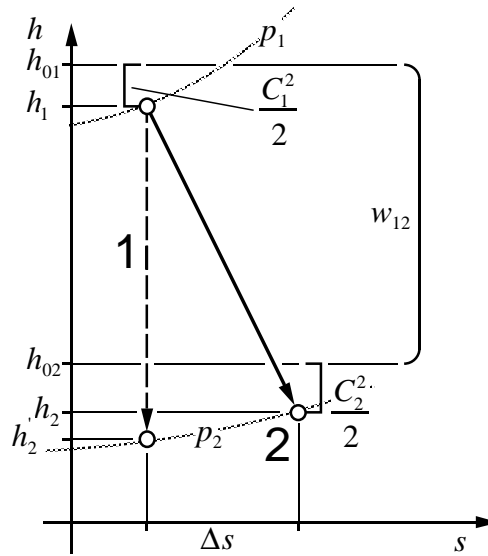
$$v_V = \frac{h_2 - h_1}{y_{12}} = 1 + \frac{\int_1^2 T ds}{y_{12}}$$

ableiten. Es folgt

$$\eta_{vV} = \frac{y_{12}}{h_2 - h_1} = \frac{1}{v_V}.$$

### 2.2.5 Adiabate Expansion

Bei der adiabaten Expansion läßt man das Fluid Arbeit  $w_{12} < 0$  verrichten. Dadurch liegt die Totalenthalpie am Ausgang niedriger als am Eingang, auch hier entspricht die Differenz der gewonnenen Arbeit (Bild 2.20). In einer idealen Turbine wird das Fluid isentrop vom Druck  $p_2$  auf den Druck  $p_1$  expandiert. Am Ausgang habe das Fluid keine Geschwindigkeit ( $C'_2 = 0$ ) mehr, sodaß



**Bild 2.20:** Adiabate Expansion unter Abgabe mechanischer Energie  $w_{12}$  (runde Klammer). Spezifische kinetische Energiebeträge  $\frac{C^2}{2}$  sind durch eckige Klammern eingetragen. Die Differenz der Totalenthalpien  $h_{02} - h_{01} < 0$  entspricht der entnommenen Arbeit  $w_{12}$ . Durch Strömungsverluste wird ein Teil der kinetischen Energie verbunden mit einem Anstieg der Entropie  $\Delta s = s_2 - s_1 > 0$  irreversibel in Wärmeenergie  $j_{12}$  gewandelt und steht damit auch nicht mehr für die Wandlung in andere Energieformen, z.B. mechanische, zur Verfügung.

wieder  $h'_2 = h'_{02}$  gilt. Für diesen Fall wird die maximal mögliche Arbeit aus dem Zustandsübergang nutzbar. Wie auch bei der adiabaten Verdichtung wird man bei einem realen Prozeß immer eine Geschwindigkeit am Ausgang haben, auch wird ein Entropiezuwachs durch Reibung und Turbulenzen zu beobachten sein. Für die Wellenarbeit gilt die Bilanzgleichung

$$w_{12} = \int_1^2 v dp + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + j_{12} = y_{12} + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + j_{12} \quad (2.80)$$

mit der Strömungsarbeit  $y_{12} = \int_1^2 v dp < 0$  und der Dissipationsenergie  $j_{12} > 0$ , mit der die Strömungsverluste berücksichtigt werden. Unter Berücksichtigung von  $dh = dj + dy$  (Gl. (2.29)) ist wieder

$$w_{12} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) = h_{02} - h_{01}.$$

Entsprechend der adiabaten Verdichtung definiert man den isentropen Turbinenwirkungsgrad  $\eta_{sT}$  als das Verhältnis der tatsächlich nutzbaren zur isentrop freisetzbaren Arbeit

$$\eta_{sT} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2} \approx \frac{w_{12}}{w_{s12}} \leq 1, \quad (2.81)$$

Auch für die Turbine gibt man einen polytropen Wirkungsgrad  $\eta_{vT}$  der Maschine an. Nach Definition des Polytropenverhältnis  $v_T$  erhält man eine Polytrope, entlang derer die Integration der

Strömungsarbeit in der Turbine erfolgen kann. Der polytrope Turbinenwirkungsgrad wird schließlich

$$\eta_{vT} := \frac{h_2 - h_1}{y_{12}} \approx \frac{w_{12}}{y_{12}} \leq 1, \quad (2.82)$$

unter Verwendung des Polytropenverhältnis  $v_T$

$$\eta_{vT} = \frac{h_2 - h_1}{y_{12}} = v_T.$$

### 2.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurden die Grundlagen der Thermodynamik im Hinblick auf die Modellierung des Abgasturboladers behandelt. Ausgangspunkt war die kinetische Gastheorie, die jedem Teilchen eine bestimmte Energie zuordnet. Daraus wurde zunächst der Begriff der (spezifischen) inneren Energie abgeleitet, der mit der spezifischen Wärme eng verbunden ist. Es wurde gezeigt, daß die spezifischen Wärmen abhängig von den Freiheitsgraden der Teilchen für verschiedene Stoffe unterschiedlich sind. Auch die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen und die daraus resultierenden Berechnungsmethoden wurden diskutiert. Aus der kinetischen Gastheorie wurde das Phänomen Druck erläutert und die daraus folgende Zustandsgleichung idealer Gase entwickelt. Anhand der thermodynamischen Hauptsätze wurden Energiebilanzen für die wichtigsten Grundsysteme aufgestellt und die Begriffe Enthalpie, Entropie und Totalenthalpie eingeführt. Mit diesen Bilanzgleichungen wurde zum Abschluß die adiabate Strömung betrachtet, die eine wesentliche Grundlage für die Modellierung der Vorgänge in den Strömungsmaschinen ist.

Da das Modell auf einer stationären, über den Strömungsquerschnitt gleichverteilten Strömung basieren soll und Verluste später als additive Terme eingeführt werden, wurden zum Vergleich mit Meßdaten der Hersteller für die verschiedenen adiabaten Strömungsvorgänge isentrope und polytrope Wirkungsgrade definiert.

### 3 Aufbau des Turboladers

Der Turbolader stellt eine Systemkomponente dar, die im Gesamtsystem *aufgeladener Verbrennungsmotor* eine bestimmte Funktion zu erfüllen hat: die Erhöhung des Ladedrucks unter Nutzung der im Abgas enthaltenen Energie.

Seit wenigen Jahren sind verschiedene Stelleingriffe am Motor durch elektronische Steuergeräte (Electronic Control Unit, ECU) möglich. Dies sind neben der Einspritzmenge, dem Förderbeginn (Dieselmotor) oder Zündzeitpunkt (Ottomotor) auch die Funktion verschiedener Hilfsaggregate, z.B. dem Turbolader. Für die Ansteuerung der Hilfsaggregate werden verschiedene Verfahren und Hilfsenergien eingesetzt [35], wobei für die Ansteuerung der Turbolader (Wastegate, variable Turbinengeometrie (VTG)) eine pneumatisch betätigte Druckdose Stand der Technik ist. Diese ist bei kleiner Bauform sehr robust gegen hohe Umgebungstemperaturen und starke Vibrationen. Der zum Erreichen einer vorgegebenen Position benötigte Druck wird aus einem Druckspeicher durch ein Magnetventil eingestellt. Dieses Magnetventil wird mit einer vom Steuergerät pulswidenmodulierten (PWM) Steuerspannung versorgt.

Nur wenige Prozeßgrößen werden von der ECU tatsächlich geregelt, da der Sensor zur Erfassung der Regelgröße entweder nicht den technischen Anforderungen in Bezug auf Lebensdauer, Betriebsbedingungen oder Wartungsaufwand genügt oder durch seinen Preis nicht ins Budget für die Serienfertigung des Motors paßt. So wird auch die Position der Leitschaufeln der VTG nicht erfaßt und deren Stellung nur durch den gemessenen Ladedruck korrigiert.

Für die Modellbildung und Entwicklung optimaler Regelstrategien ist es sinnvoll, nicht nur das stationäre Gesamtverhalten, sondern auch die dynamischen Eigenschaften der zu regelnden Systemkomponente zu beschreiben. Liefert das dazu benötigte Modell auch interne, nicht meßbare Größen, kann es als Beobachter eingesetzt werden. Mit wenigen, meßbaren Referenzgrößen wird das Modell an den tatsächlichen Prozeßzustand angeglichen, der Regelalgorithmus kann die zusätzlichen Informationen aus dem Modell nutzen oder sogar auf diese nachgebildeten, geschätzten Größen regeln.

Das in dieser Arbeit entwickelte Modell trennt die Funktionen von Turbine, Verdichter und Laufzeug, um nicht nur in stationären, sondern auch in dynamischen Betriebspunkten (z.B. schnelle Drehzahländerungen des Turboladers) Informationen zu liefern. Aus den Kennfeldern des Herstellers sind diese Informationen nicht zu entnehmen, da diese in der Regel das Ergebnis stationärer

Prüfstandsversuche sind und in keiner Weise dynamische Zustände des Turboladers abbilden. Bei diesen Versuchen wird die Turbine mit einem konstanten Gasstrom aus einer Brennkammer beaufschlagt, der Druck auf der Druckseite des Verdichters wird mit Drosselklappen oder Blenden eingestellt. So werden die stationären Arbeitspunkte im thermisch eingeschwungenen Zustand einer bestimmten Turbinen/Verdichter Paarung vermessen. Die Umgebungsbedingungen für den Versuch sind exakt definiert und entsprechen kaum der realen Situation im Fahrzeug. In Verbindung mit dem Motor treten arbeitspunktabhängig Druckpulsationen im Abgas vor der Turbine auf, eine definierte Wärmeabstrahlung von der Turbine auf den Verdichter ist je nach Einbauort, Führung der Kühlluft und dynamischer Fahrweise kaum zu erwarten. Auch der Wärmestrom an den Ölkreislauf ist beim späteren Betrieb von verschiedenen sekundären Prozeßzuständen, insbesondere der Öltemperatur und der Durchflußmenge durch den Turbolader, abhängig.

Die in den Kennfeldern der Hersteller eingezeichneten Pumpgrenzen markieren eigentlich unscharfe Bereiche. Der Strömungsabriß beim Pumpen ist ein Vorgang, der schlagartig eintritt und sehr empfindlich auf konstruktive Maßnahmen und lokale Parameter des Verdichters reagiert. So kann unter anderem eine kurze Folge von Pumpstößen durch die extreme thermische und mechanische Belastung des Verdichterrisors die Geometrie des Rotors minimal verändern und damit die Lage der Grenze beeinflussen. Nach jedem Pumpstoß verschiebt sich also die Charakteristik des Verdichters ein wenig, insbesondere dann, wenn der Pumpstoß bei hohen Leistungen auftritt. Beim Vermessen der Betriebskennfelder wird deshalb wenn möglich vermieden, in die Pumpgrenze zu fahren. Statt dessen werden z.B. Geräuschentwicklung und Druckschwankungen vom Bediener des Prüfstands herangezogen, um den Abstand zur Pumpgrenze zu bewerten.

Effekte, die mit der Pumpgrenze bei Abgasturboladern einhergehen, sind zwar meßbar und werden an vielen Forschungseinrichtungen untersucht, doch sind Arbeiten auf diesem Gebiet in der Regel nicht veröffentlicht, da sie meist durch die Industrie finanziert werden und somit vertraulich zu behandeln sind.

Eine Vereinfachung bei der Modellierung der Strömungsmaschinen ist die Beschränkung auf eine eindimensionale Strömung [10]. Entlang eines Stromfadens sollen Zustandsänderungen berechnet werden. Die Richtung des Stromfadens ist meistens durch die Bauform des Turbinen- oder Verdichtergehäuses sowie die Geometrie der Rotoren festgelegt. Allerdings wird es an einigen Stellen notwendig, einen weiteren Freiheitsgrad einzuführen, wenn nur so Erhaltungssätze gelöst

werden können. In diesen Fällen wird nicht die optimale Richtung des Stromfadens vorgegeben, sondern aus den Erhaltungssätzen die Strömungsrichtung berechnet. Da diese häufig parallel zu einer glatten Wand verläuft, stellt der Winkel zwischen der optimalen und der berechneten Richtung den Freiheitsgrad dar.

Da das Gas entlang der einzelnen Teilabschnitte immer wieder den gleichen Gesetzen folgt, liegt es auch im Hinblick auf die Implementierung als Computerprogramm nahe, lokale Koordinatensysteme entlang des Stromfadens einzuführen. In diesen lokalen Koordinatensystemen sind bestimmte Achsenrichtungen derart festgelegt, daß trotz der teilweise komplizierten Rotorgeometrien die numerischen Algorithmen ohne weitere Randbedingungen angewendet werden können. Die lokalen Koordinatensysteme sitzen quasi auf dem Stromfaden auf.

In diesem Kapitel wird die Systemkomponente *Abgasturbolader* zunächst in weitere Teil- und Untersysteme zerlegt, die dann als einzelne Module mit festgelegter Funktion beschrieben werden können. Für diese Module werden genaue, einheitliche Schnittstellen, Parameter und Koordinatensysteme definiert, die später eine einfache Orientierung und Kopplung ermöglichen.

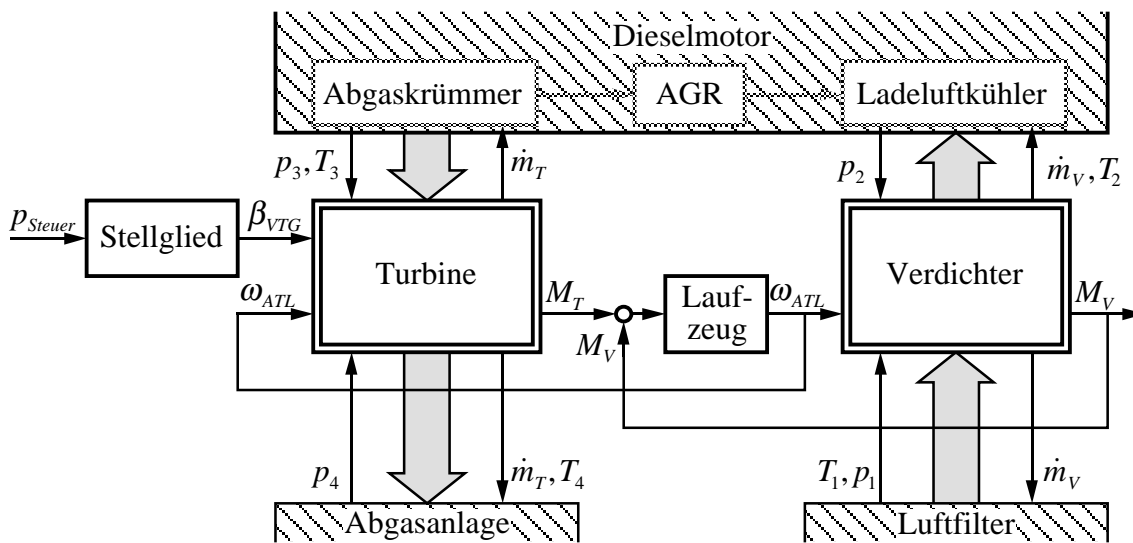
### 3.1 Gliederung des Turboladers

In Bild 2.1 auf Seite 19 ist ein Turbolader mit aufgeschnittenem Turbinengehäuse zu sehen. Der Aufbau des Turboladers und die unterschiedlichen Funktionen seiner einzelnen Komponenten erfordern eine Gliederung des Turboladers in die Bestandteile Verdichter, Welle und Turbine. Die Welle koppelt die beiden Strömungsmaschinen mechanisch, während Turbine und Verdichter die Arbeitsumsetzung im Frischgas und Abgas des Motors realisieren. Die Welle bildet mit den beiden Rotoren im Verdichter und der Turbine ein mechanisch steifes System. Deshalb werden die mechanischen Eigenschaften der Rotoren mit der Welle zu einem mechanischen Teilsystem *Laufzeug* (Bild 3.9 auf Seite 66) zusammengefaßt. Die thermodynamische Funktion der Rotoren wird in den Teilsystemen Verdichter und Turbine abgebildet, sodaß folgende Komponenten unterschieden werden:

**Laufzeug:** Abbildung der Gesamtträgheit der Welle inklusive der Verdichter- und Turbinenräder.

Lagerverluste werden durch ein viskoses, drehzahlabhängiges Reibungsmoment berücksichtigt, das mit den üblichen Angaben zum mechanischen Wirkungsgrad verglichen wird.

An den Wellenenden werden die Drehmomente von Turbine und Verdichter eingepreßt, die



**Bild 3.1:** Blockschaftbild des Turboladers mit den wichtigsten Signalpfaden. Im stationären Fall sind die Drehmomente  $M_T > 0$  und  $M_V < 0$ . Die Massenströme  $\dot{m}_T$  und  $\dot{m}_V$  sind Eingangsgrößen für das Motormodell, da hier als Abgaskrümm und Ladeluftkühler große Speichervolumen vorliegen, in denen aus den zu- und abfließenden Massenströmen der Druck im jeweiligen Volumen berechnet wird.

Drehzahl ist die Zustandsgröße der Komponente.

**Verdichter:** Adiabate Verdichtung unter Leistungsaufnahme, Berücksichtigung der (vom Laufzeug) eingepprägten Rotordrehzahl.

**Turbine:** Adiabate Expansion mit Leistungsabgabe unter Berücksichtigung der (vom Laufzeug) eingepprägten Rotordrehzahl.

**Stelleinrichtung:** Antrieb zur Verstellung der variablen Turbinengeometrie. Üblich ist derzeit eine Kombination aus Magnetventil, (Unter-)Druckdose und Hebelmechanik; eine Alternative dazu ist ein schneller, elektrischer Servoantrieb mit integrierter Positionsregelung.

Die Verschaltung dieser Komponenten und die Ankopplung an den Dieselmotor ist in Bild 3.1 zu sehen. Im Gesamtsystem „Motor“ sind für die verschiedenen Größen und Parameter folgende Indizes vorgesehen: Mit dem Index 1 sind alle Größen gekennzeichnet, die in Strömungsrichtung des Gases vor dem Verdichter liegen, z.B.  $T_1$  für die Ansaugtemperatur. Die Größen auf der Hochdruckseite des Verdichters tragen den Index 2, z.B.  $p_2$  für den Ladedruck. Der Bereich am Eintritt der Turbine wird mit 3, nach der Turbine mit 4 indiziert.



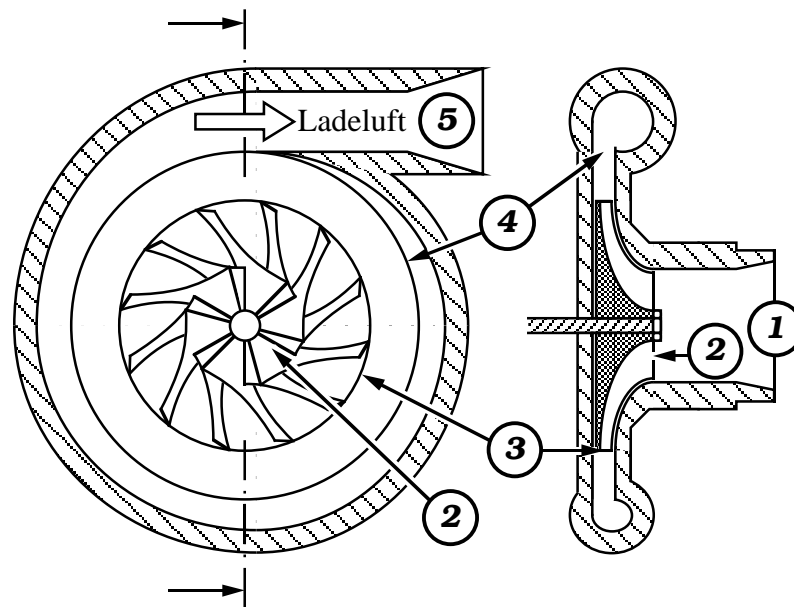


Bild 3.2: Aufbau eines Verdichters

Die Belegung und Definition der Ein- und Ausgänge stehen in engem Zusammenhang mit den anderen Komponenten einer Simulation, wie sie z.B. in [36] vorgestellt wird. Die folgenden Abschnitte beschreiben die Komponenten des Turboladers detaillierter.

### 3.1.1 Aufbau des Radialverdichters

Bild 3.2 zeigt die wichtigsten Positionen, die im Verdichter für die Simulation von Bedeutung sind. Bei der hier untersuchten Bauform strömt die Luft axial dem Verdichter zu und verläßt in radialer Richtung den Rotor. Das Frischgas strömt vom Luftfilter her an der Position ① in das Verdichtergehäuse ein. An der Position ② nimmt das Verdichterrad das Gas auf. Innerhalb der Rotoren von Verdichter und im folgenden auch der Turbine wird das Gas in einem mitbewegten Koordinatensystem anstelle der raumfesten Basis dargestellt. Dies wird mit einem '\*' in der Nummerierung der Positionen gekennzeichnet. Deshalb liegt die im Bild nicht dargestellte Position ②\* an derselben Stelle wie Position ②, nur wird das rotorfixe Koordinatensystem des Verdichters verwendet. Durch die in axialer Richtung abwechselnd nach hinten und vorne versetzten Vorderkanten der Rotorblätter wird bei optimaler Führung der Luft der größtmögliche Eintrittsquerschnitt erreicht. An der Position ③\* (rotorfix) bzw. ③ (raumfix) tritt das Gas mit sehr hoher Geschwindigkeit aus dem Rotor aus und wird in dem schaufellosen Diffusor bis zur Position ④ verzögert. Der Drehimpuls des Gases bleibt auf diesem Streckenabschnitt annähernd erhalten. Bis zur Posi-

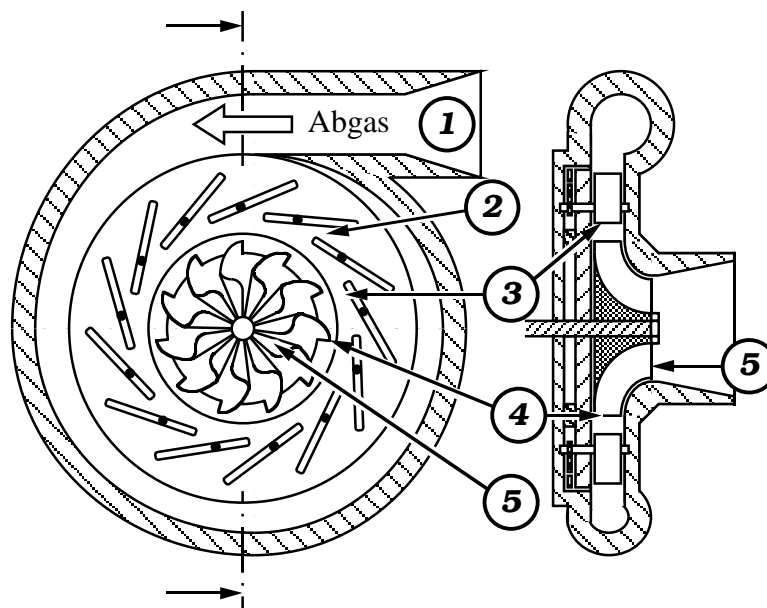
tion ⑤ wird schließlich das Gas in dem Spiralgehäuse noch weiter verzögert sodaß der nutzbare Ladedruck mit einem guten Wirkungsgrad erreicht werden kann. Das Spiralgehäuse des Verdichters soll möglichst ohne größere Verluste die an Position ④ ankommende Strömung über den Umfang sammeln und in den Auslaßstutzen führen.

Die Zustandsgrößen entlang des Stromfadens sind entsprechend der Positionen indiziert. Um eine Verwechslung mit den globalen Zustandsgrößen am Gesamtmotor mit den Indices 1 bis 4 zu vermeiden, tragen die Zustandsgrößen innerhalb des Verdichters zusätzlich den Index V. Beziehen sich die Zustandsgrößen auf den Totalzustand wird zusätzlich eine 0 im Index vorangestellt.  $T_{02*,V}$  ist damit die Totaltemperatur am Eintritt in das Verdichterrad im mitbewegten Koordinatensystem.

### 3.1.2 Aufbau der Radialturbine mit variabler Geometrie (VTG)

Bei herkömmlichen Turboladern wird der Ladedruck, wenn notwendig, dadurch begrenzt, daß mit einem Abblasventil (Bypass, Wastegate) das heiße Abgas zum Teil an der Turbine vorbeigeführt und damit die Leistung der Turbine reduziert wird. Dafür wird die Turbine so groß ausgelegt, daß sie schon weit unterhalb des Nennarbeitspunktes des Motors gut arbeitet. Im Nennarbeitspunkt führt das Öffnen des Abblasventils unmittelbar zu einem Leistungsverlust der Turbine und schließlich zum Druckabfall. Die ersten Regelkonzepte sahen eine direkt vom Ladedruck betätigte Druckdose zur Verstellung des Abblasventils vor. Damit war die Regelung des Ladedrucks auf einen festen, mechanisch eingestellten Sollwert möglich.

Inzwischen sind Werkstoffe und Fertigungstechniken verfügbar, die andere Stelleingriffe an der Turbine ermöglichen. Der hier untersuchte Turbolader besitzt eine Radialturbine, in der vor dem Turbinenrad verstellbare Leitschaufeln montiert sind. Mit diesen wird der Strömungsquerschnitt und der Anströmwinkel des Abgases auf das Turbinenrad beeinflusst. Das Abgas strömt „radial“ in das Turbinenrad ein und verläßt den Rotor in axialer Richtung. Diese Bauform wird inzwischen häufiger in der Automobilindustrie eingesetzt, wenn ein Turbolader mit VTG gefordert wird. Sowohl bei kleinen PKW-Motoren als auch bei größeren LKW Motoren, die die VTG zusätzlich als Retarder nutzen können, zeichnet sich der Lader durch kompakte Bauform und eine verbesserte Steuerbarkeit aus. Im Gegensatz zur Steuerung mit einem Abblasventil kann mit der VTG eine Turbine konstruiert werden, die in einem sehr breiten Arbeitsbereich des Motors optimiert ist. Schon bei niedriger Antriebsleistung können hohe Ladedrücke erzielt werden. Der

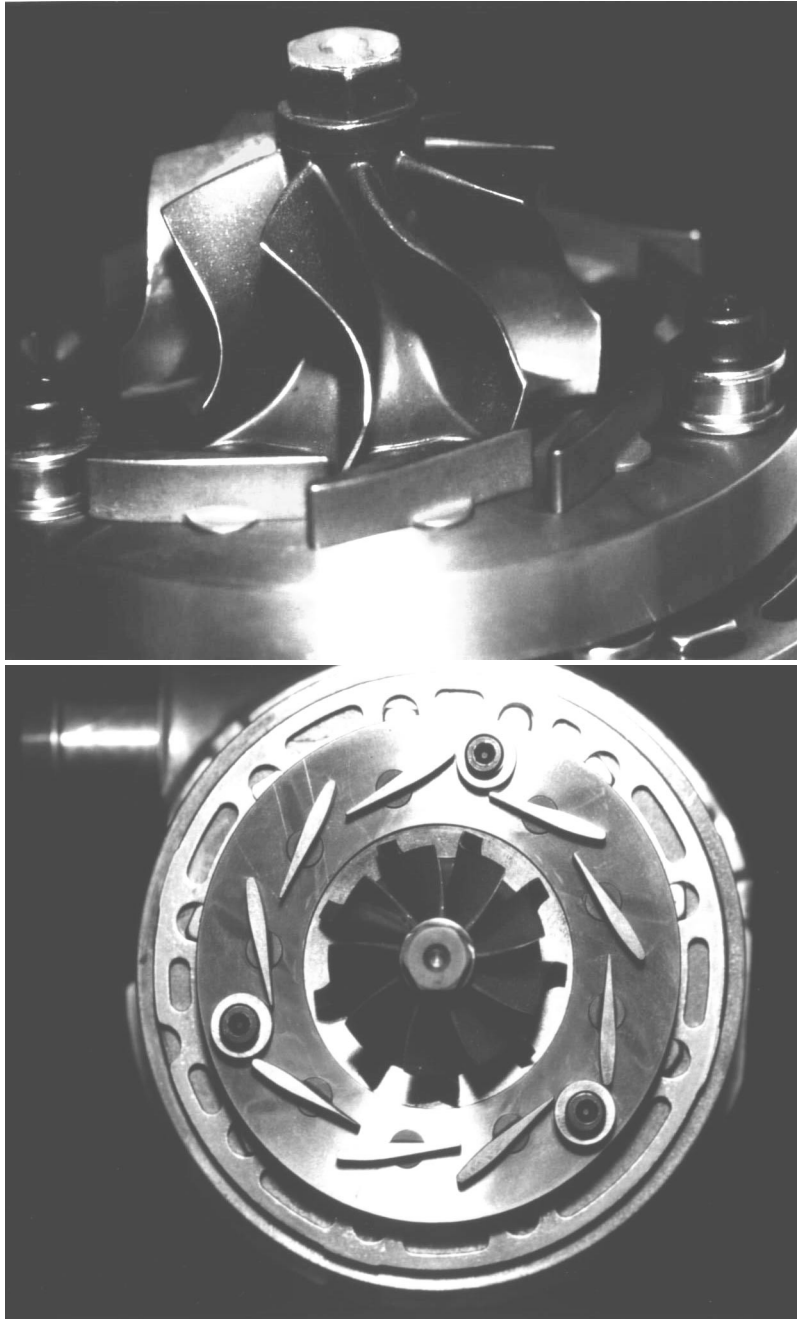


**Bild 3.3:** Aufbau einer Turbine mit verstellbaren Leitschaufeln. Vom Verstellmechanismus ist nur der innenliegende Stellring mit den Steuernocken für die Leitschaufeln gezeichnet. (Vgl. Bild 3.4, Bild 3.5 und Bild 3.6)

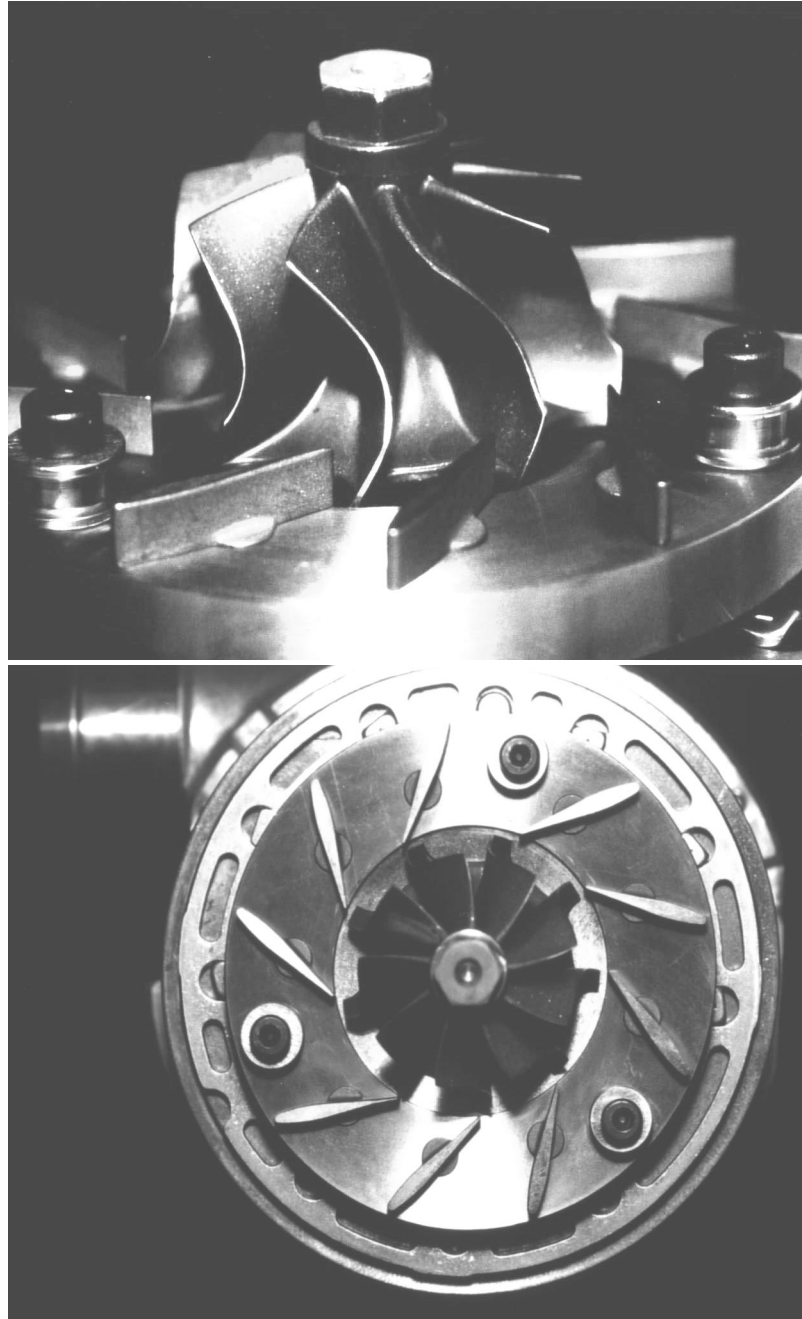
erhöhte Staudruck vor der Turbine bei Teillastbetrieb begünstigt im Gegensatz zum Wastegate die heute übliche Abgasrückführung.

Bild 3.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Turboladers mit verstellbaren Leitschaufeln vor dem Turbinenrad. Position ① markiert den Gehäuseeinlaß. Durch ihn strömt das heiße Abgas vom Motor in die Turbine. Bis zur Position ②, dem engsten Querschnitt zwischen den Leitschaufeln, wird das Gas weiter beschleunigt und in eine definierte Strömungsrichtung gezwungen.  $A_2$  ist die kleinste Querschnittsfläche eines Kanals zwischen zwei benachbarten Leitschaufeln und damit auch eine Funktion des Anstellwinkels der Leitschaufeln. In den Bildern 3.4 und 3.5 sind die Leitschaufeln in den Stellungen „geschlossen“ und „geöffnet“ dargestellt. An der Position ③ verläßt das Gas den Bereich der Leitschaufeln und trifft bei Position ④ auf den Turbinenrotor. Bei diesem Übergang bleibt der Drehimpuls des Gases bezüglich der Rotorachse annähernd erhalten. Die nicht gezeichnete Position ④\* beschreibt das Gas unmittelbar nach Eintritt in das Turbinenrad im rotorfesten Koordinatensystem. Die Strömung wird jetzt weitestgehend durch die Rotorblätter geführt. An der Position ⑤\* ist das Gas bereits kurz davor, das Turbinenrad zu verlassen und hat Energie in Form mechanischer Arbeit abgegeben. Position ⑤ schließlich beschreibt das Gas unmittelbar nach Verlassen des Rotors wieder in der raumfesten Basis.

Auch die Zustandsgrößen entlang des Stromfadens in der Turbine sind entsprechend der Po-



**Bild 3.4:** VTG in geschlossener Position. Für die Ansicht wurde das Turbinengehäuse entfernt und die VTG-Stellvorrichtung am Lagerflansch befestigt.



**Bild 3.5:** VTG in geöffneter Position. Für die Ansicht wurde das Turbinengehäuse entfernt und die VTG-Stellvorrichtung am Lagerflansch befestigt.

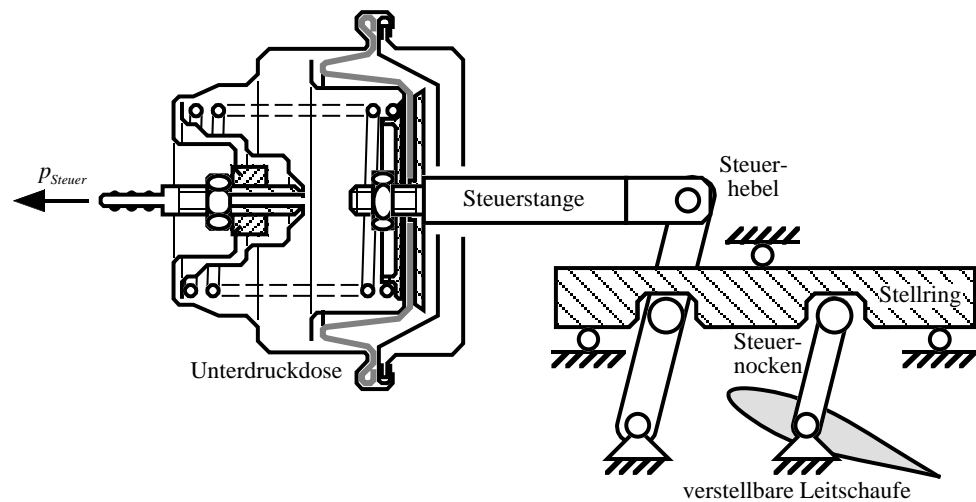
sitionen indiziert. Um eine Verwechslung mit den globalen Zustandsgrößen am Gesamtmotor mit den Indices 1 bis 4 zu vermeiden, tragen die Zustandsgrößen innerhalb der Turbine zusätzlich den Index  $T$ . Beziehen sich die Zustandsgrößen auf den Totalzustand wird zusätzlich eine 0 im Index vorangestellt.  $p_{05*,T}$  ist damit der Totaldruck am Austritt des Turbinenrades im mitbewegten Koordinatensystem.

### 3.1.3 Aufbau des Stellgliedes

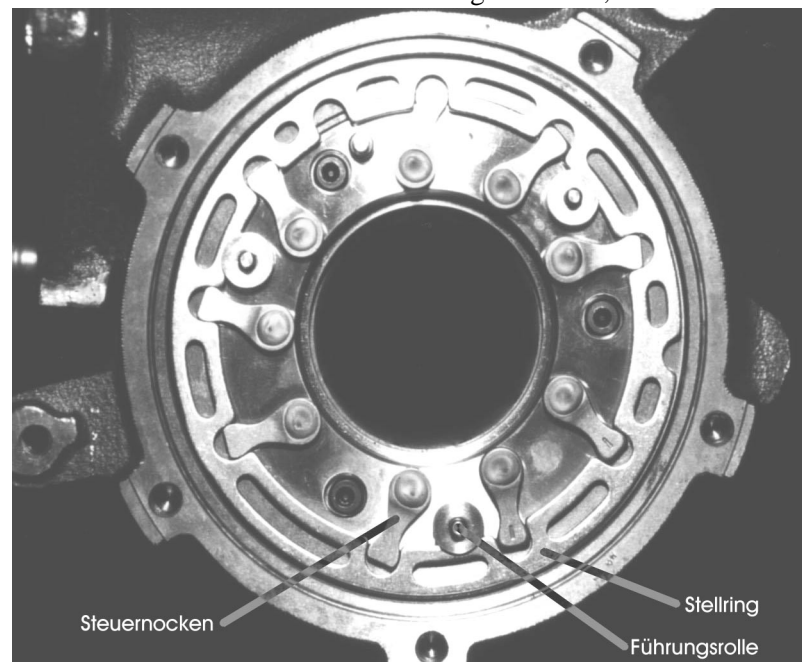
Bei den ersten Turboladern mit (integrierter) Ladedruckregelung wurde der Ladedruck über eine kurze Stichleitung hinter dem Verdichter abgegriffen und direkt auf eine Druckdose geführt. Die Bewegung der Membran wurde auf das Abblasventil übertragen, womit schließlich die Leistung der Turbine und damit auch der Ladedruck reduziert wurden. Die Vorspannung der in der Druckdose integrierten Feder war von außen verstellbar, sodaß der Maximaldruck in einem kleinen Bereich eingestellt werden konnte. Die Turbine wird zwangsläufig von sehr heißem Abgas durchströmt, sodaß auch das Turbinengehäuse, die Stelleinrichtungen und alle Bauteile in der unmittelbaren Umgebung starker Wärmebelastung ausgesetzt sind. Dennoch war es möglich, durch einen entsprechend gestalteten Flansch mit vielen Kühlrippen die Temperatur an der Druckdose bei einer Abgastemperatur von ca.  $800^{\circ}\text{C}$  auf ca.  $100^{\circ}\text{C}$  zu begrenzen. Im Laufe der Jahre konnte man mit dieser Technik positive Erfahrungen sammeln, da sie ein einfaches und für den Einsatzort geeignetes, robustes Stellglied darstellt. Selbst bei Verklemmen der Stellmechanik besteht keine Gefahr für den Antrieb, wie sie bei einem elektrischen Servoantrieb ohne spezielle Schutzmaßnahmen zu befürchten wäre.

Deshalb findet man auch heute bei dem VTG-Stellglied wieder eine vergleichbare Unterdruckdose. Im Gegensatz zur Regelung ohne zusätzliche Hilfsenergie unter Verwendung des Ladedrucks wird nun über ein elektrisch angesteuertes Magnetventil Unterdruck in der einen Hälfte der Dose erzeugt. Über diverse mechanische Steuerelemente, die zu einem großen Teil im Turbinengehäuse angebracht sind, werden die Leitschaufeln in der Turbine verstellt. Bild 3.6 zeigt das Prinzip für eine verstellbare Leitschaufel und Bild 3.7 die Realisierung dieser Steuermechanik.

Da die gesamte Mechanik dieser Ansteuerung am bzw. im Turbinengehäuse und dem Lagerflansch montiert ist, ist sie einer hohen thermischen Belastung ausgesetzt. Außerdem sammeln sich im Bereich des Stellrings und der Steuernocken Rußpartikel aus dem Abgas an. Um trotz-



**Bild 3.6:** Prinzip des pneumatischen Antriebs zur Verstellung der VTG. Durch Unterdruck wird die Steuerstange nach links gezogen und bewegt über den Steuerhebel auch den Stelling nach links. In den Stelling greifen die Steuernocken, die die Bewegung auf die verstellbaren Leitschaufeln im Inneren der Turbine übertragen. Zur besseren Übersicht ist nur eine einzige Leitschaufel und ein linearisierter Ausschnitt des Stellings skizziert, Bild 3.7.



**Bild 3.7:** Die Stellmechanik ist bei der vorliegenden Turbine fest mit dem Turbinengehäuse verschraubt. Der Laufzeugflansch mit dem Turbinenrotor und dem VTG-Steuerhebel wurde für die Ansicht entfernt. Man erkennt den Stelling und die darin eingreifenden Steuernocken der einzelnen Leitschaufeln. Oben links ist eine Nut im Stelling frei. Im montierten Zustand greift in diese die Steuernocke des Steuerhebels ein.

dem eine einwandfreie Funktion zu gewährleisten, ist an allen Lagerstellen und insbesondere an den Eingriffen der Steuernocken in den Stellring sehr viel Spiel vorgesehen. Der Stellring wird an drei Stellen mit kleinen Rollen geführt (Bild 3.7), auch dort ist Spiel vorhanden. Bei einem der untersuchten Turbolader beträgt der maximale Steuerweg der Steuerstange ca. 8 mm. Bei einer blockierten Leitschaufel ist immer noch eine Bewegung von ca. 0.8 mm möglich. Die Lase liegt also in der Größenordnung von 10% des Stellwegs. Eine Rückmeldung der Schaufelposition an die Motorsteuerung ist an den untersuchten Ladern nicht vorgesehen.

Im Betrieb zeigt sich, daß durch die Strömung des Abgases Drehmomente auf die Leitschaufeln übertragen werden, die je nach Bauart der Mechanik betriebspunktabhängige Gegenkräfte auf die Druckdose übertragen können. Insbesondere bei der Nutzung der VTG als Retarder in Nutzfahrzeugen sind diese durch das Abgas verursachten Kräfte nicht zu vernachlässigen. Die tatsächliche Stellung der Leitschaufeln bei einem bestimmten Ansteuersignal für das Magnetventil hängt also vom verfügbaren Steuerdruck, den Gegenkräften, der Lase und schließlich der Reibung im System ab. Da keine Positionsrückmeldung an das Steuergerät erfolgt, kann bei herkömmlichen Systemen kaum eine Aussage über den Arbeitspunkt des Laders im Betrieb erfolgen.

## 3.2 Koordinatensysteme

Um den unterschiedlichen geometrischen Situationen im Turbolader gerecht zu werden und möglichst modulare Teilstrecken zu definieren, werden verschiedene Koordinatensysteme benötigt. Vektoren in einer Basis können jederzeit in andere Koordinatensysteme umgerechnet werden. Auch der Wechsel zwischen ruhenden und bewegten Koordinatensystemen ist möglich.

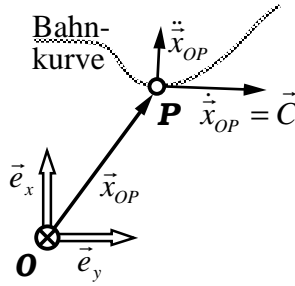
### 3.2.1 Raumfeste Koordinaten

Das erste Koordinatensystem ( $\{x, y, z\}$ -System) sei raumfest und werde durch die Einheitsbasisvektoren

$$\vec{e}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{e}_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{e}_z = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

aufgespannt.





**Bild 3.8:** Bewegung eines Punktes **P** auf einer beliebigen Bahnkurve

Ein Vektor  $\vec{r}$  hat in der  $\{x, y, z\}$ -Basis die Darstellung

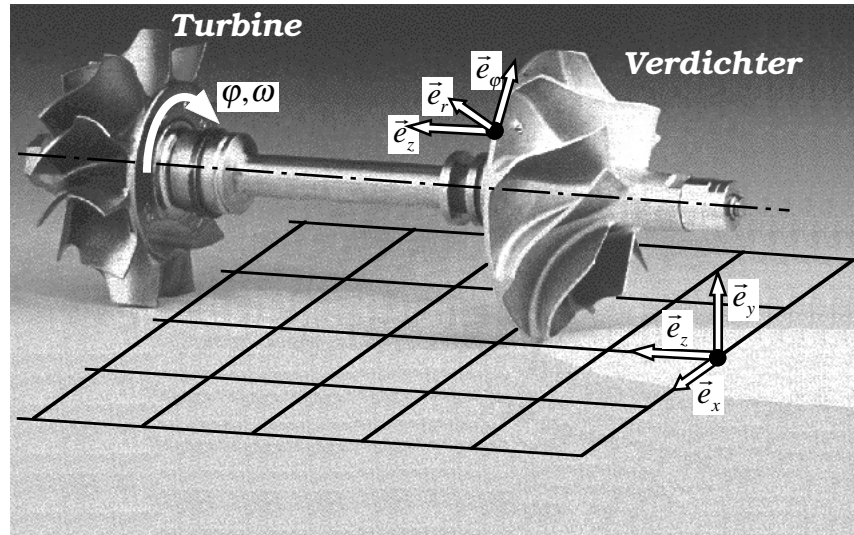
$$\vec{r} = r_x \vec{e}_x + r_y \vec{e}_y + r_z \vec{e}_z = \begin{bmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}}$$

mit den Koordinaten  $r_x$ ,  $r_y$  und  $r_z$ . Der Index  $\{x, y, z\}$  weist darauf hin, daß die Komponenten des Vektors als Koordinaten in der angegebenen Basis zu interpretieren sind. Wird in dieser Basis die Bewegung eines Punktes **P** auf einer beliebigen Bahnkurve beschrieben (Bild 3.8), so wird zunächst der Ortsvektor  $\vec{x}_{OP}$  als Funktion der Zeit definiert, wobei die einzelnen Koordinaten Funktionen der Zeit sind. Die Ableitungen dieses Vektors nach der Zeit liefern dann die Bahngeschwindigkeit  $\dot{\vec{x}}_{OP} = \vec{C}$  und die Beschleunigung  $\ddot{\vec{x}}_{OP}$ .

$$\vec{x}_{OP} := \vec{x}_{OP}(t) = \begin{bmatrix} OP_x(t) \\ OP_y(t) \\ OP_z(t) \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}}, \quad \dot{\vec{x}}_{OP} = \vec{C} = \begin{bmatrix} \dot{OP}_x(t) \\ \dot{OP}_y(t) \\ \dot{OP}_z(t) \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} \quad \text{und} \quad \ddot{\vec{x}}_{OP} = \begin{bmatrix} \ddot{OP}_x(t) \\ \ddot{OP}_y(t) \\ \ddot{OP}_z(t) \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} \quad (3.1)$$

Der Bahngeschwindigkeitsvektor liegt immer tangential zur Bahnkurve und spannt zusammen mit dem Beschleunigungsvektor die Schmiegeebene der Raumkurve auf. Die Vektoren sind in der Regel zueinander nicht orthogonal. Die Tangentialkomponente des Beschleunigungsvektors wird Bahnbeschleunigung, die Normalkomponente Zentripetalbeschleunigung genannt [37].

Das  $\{x, y, z\}$ -Koordinatensystem im Turbolader ist so orientiert, daß die Richtung  $\vec{e}_z$  parallel zur Welle des Turboladers vom Verdichter zur Turbine zeigt. Der Ursprung des Koordinatensystems kann je nach Anwendungsfall frei gewählt werden. Für die spätere Betrachtung und Transformation von Geschwindigkeitsvektoren ist nur die Verdrehung der Koordinatensysteme zueinander von Bedeutung, eine konstante Verschiebung der Systeme fällt bei der Ableitung nach der Zeit heraus.



**Bild 3.9:** Laufzeug des Turboladers und Orientierung der raum- und wellenfesten Koordinatensysteme

Mit der angegebenen Orientierung strömt das Frischgas in positiver  $\vec{e}_z$ -Richtung in den Verdichter, das Abgas verläßt in gleicher Richtung die Turbine (Bild 3.9).

### 3.2.2 Rotorfeste Koordinaten

Das zweite Koordinatensystem ( $\{r, \varphi, z\}$ -System) ist rotorfest und wird durch die orthogonalen Einheitsvektoren

$$\vec{e}_r = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} \quad \vec{e}_\varphi = \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} \quad \vec{e}_z = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}}$$

aufgespannt und durch einen Verschiebevektor  $\vec{x}_{0A}$  im Raum positioniert (Bild 3.10). Bei einer Änderung des Winkels  $\varphi$ , z.B. als Funktion der Zeit, wird die Ableitung der Basisvektoren nach  $\varphi$

benötigt. Es gilt

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{d\varphi} \vec{e}_r &= \frac{d}{d\varphi} \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = \vec{e}_\varphi, \\
 \frac{d}{d\varphi} \vec{e}_\varphi &= \frac{d}{d\varphi} \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = \begin{bmatrix} -\cos \varphi \\ -\sin \varphi \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = -\vec{e}_r \quad \text{und} \\
 \frac{d}{d\varphi} \vec{e}_z &= \frac{d}{d\varphi} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = \vec{0}.
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Durch die Zusammenstellung der Basisvektoren wird die Drehmatrix

$$\mathbf{M}_{\{r,\varphi,z\}}(\varphi) = \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{3.3}$$

gebildet, mit der die Transformation eines Vektors zwischen den Koordinatensystemen übersichtlich formuliert werden kann. Der Vektor  $\vec{r}_{\{r,\varphi,z\}}$  in der  $\{r, \varphi, z\}$ -Basis

$$\vec{r}_{\{r,\varphi,z\}} = \begin{bmatrix} r_r \\ r_\varphi \\ r_z \end{bmatrix}_{\{r,\varphi,z\}}$$

wird durch die Drehmatrix mit

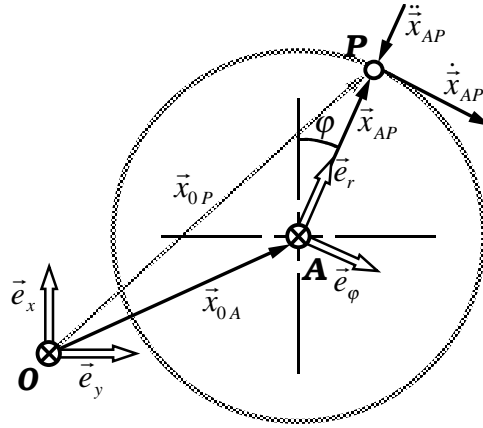
$$\vec{r}_{\{x,y,z\}} = \begin{bmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{bmatrix}_{\{x,y,z\}} = \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_r \\ r_\varphi \\ r_z \end{bmatrix}_{\{r,\varphi,z\}} = \mathbf{M}_{\{r,\varphi,z\}}(\varphi) \vec{r}_{\{r,\varphi,z\}}$$

im  $\{x, y, z\}$ -System dargestellt. Die Transformation in umgekehrter Richtung erfolgt durch die Multiplikation mit der inversen Drehmatrix von links

$$\mathbf{M}_{\{r,\varphi,z\}}^{-1}(\varphi) \vec{r}_{\{x,y,z\}} = \mathbf{M}_{\{r,\varphi,z\}}^{-1}(\varphi) \mathbf{M}_{\{r,\varphi,z\}}(\varphi) \vec{r}_{\{r,\varphi,z\}}$$

also

$$\vec{r}_{\{r,\varphi,z\}} = \mathbf{M}_{\{r,\varphi,z\}}^{-1}(\varphi) \vec{r}_{\{x,y,z\}}$$



**Bild 3.10:** Definition des rotorfesten Koordinatensystems  $\{r, \varphi, z\}$ . Der  $\vec{e}_z$  Vektor zeigt in die Bildebene hinein. Es sei  $|\vec{x}_{AP}| = r_0$  und  $\frac{d\omega}{dt} = 0$ .

mit der inversen Drehmatrix

$$\mathbf{M}_{\{r, \varphi, z\}}^{-1}(\varphi) = \mathbf{M}_{\{r, \varphi, z\}}(-\varphi) = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.4)$$

Die Lage eines Punktes  $\mathbf{P}$  ergibt sich aus der Beziehung

$$\vec{x}_{0P} = \vec{x}_{0A} + \vec{x}_{AP} = \vec{x}_{0A} + \begin{bmatrix} AP_x(\varphi) \\ AP_y(\varphi) \\ AP_z(\varphi) \end{bmatrix}_{\{x, y, z\}}$$

oder unter Nutzung des rotorfesten Koordinatensystems einfacher

$$\vec{x}_{0P} = \vec{x}_{0A} + \vec{x}_{AP} = \vec{x}_{0A} + \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_r \\ AP_\varphi \\ AP_z \end{bmatrix}_{\{r, \varphi, z\}} = \vec{x}_{0A} + \mathbf{M}_{\{r, \varphi, z\}}(\varphi) \begin{bmatrix} AP_r \\ AP_\varphi \\ AP_z \end{bmatrix}_{\{r, \varphi, z\}}.$$

Für die Bewegung eines Punktes, der mit der Rotorscheibe fest verbunden ist ( $\vec{x}_{AP, \{r, \varphi, z\}} = \text{const}$ ) lassen sich nun die Bewegungsgleichungen aufstellen. Der Rotor dreht sich um eine raumfeste Achse ( $\vec{x}_{0A, \{x, y, z\}} = \text{const}$ ) mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega := \omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \dot{\varphi}(t)$ . Es folgt mit Gl. (3.2) unmittelbar die Umfangsgeschwindigkeit

$$\frac{d}{dt} \vec{x}_{0P}(t) = \frac{d}{dt} \vec{x}_{0A} + \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_r \\ AP_\varphi \\ AP_z \end{bmatrix} = \vec{0} + \frac{d\varphi}{dt} \frac{d}{d\varphi} \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_r \\ AP_\varphi \\ AP_z \end{bmatrix}$$

$$= \omega \begin{bmatrix} \vec{e}_\varphi & -\vec{e}_r & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_r \\ AP_\varphi \\ AP_z \end{bmatrix} = \omega \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_\varphi \\ -AP_r \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

und die Beschleunigung

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \vec{x}_{0P}(t) &= \frac{d}{dt} \dot{\vec{x}}_{0P}(t) = \frac{d}{dt} \left( \omega \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_\varphi \\ -AP_r \\ 0 \end{bmatrix} \right) \\ &= \dot{\omega} \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_\varphi \\ -AP_r \\ 0 \end{bmatrix} + \omega^2 \begin{bmatrix} \vec{e}_\varphi & -\vec{e}_r & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} AP_\varphi \\ -AP_r \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \end{bmatrix} \left( \dot{\omega} \begin{bmatrix} AP_\varphi \\ -AP_r \\ 0 \end{bmatrix} + \omega^2 \begin{bmatrix} -AP_r \\ -AP_\varphi \\ 0 \end{bmatrix} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

### ■ Beispiel 3.1:

Für einen im  $\{r, \varphi, z\}$ -System stationären Punkt  $P$  mit dem Ortsvektor  $\vec{x}_{AP} = r_0 \vec{e}_r$ , der im Abstand  $r_0$  zur Drehachse steht (Bild 3.10), folgt mit Gl. (3.5) für eine Drehbewegung des Koordinatensystems mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega = \frac{d}{dt} \varphi = \dot{\varphi}$  die Bahn- oder Umfangsgeschwindigkeit des Punktes  $P$

$$\dot{\vec{x}}_{OP} = \omega r_0 \vec{e}_\varphi$$

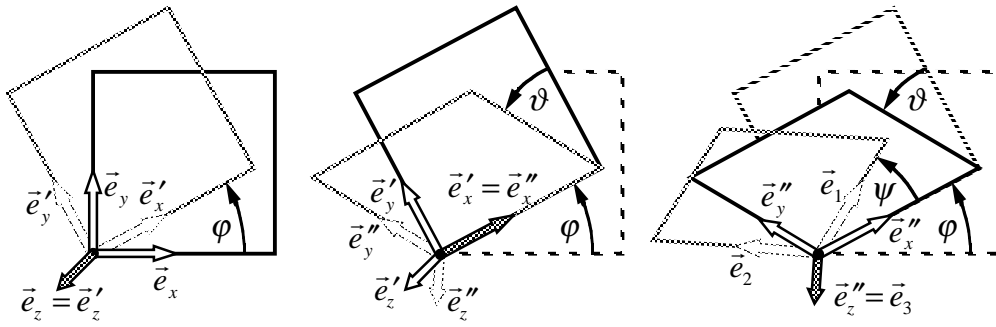
und die Beschleunigung

$$\ddot{\vec{x}}_{OP} = -\dot{\omega} r_0 \vec{e}_\varphi - \omega^2 r_0 \vec{e}_r$$

■

### 3.2.3 Lokale Koordinatensysteme, Euler-Winkel

Bei modernen Verdichter- oder Turbinenrädern findet man häufig Rotorblätter, die in mehrere unterschiedliche Richtungen geneigt und gekrümmt sind. Sie sind für die entstehende Strömung des



**Bild 3.11:** Rotation eines Koordinatensystems um die *Euler*-Winkel  $\varphi, \vartheta, \psi$  am Beispiel einer quadratischen Platte in der  $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$ -Ebene. V.l.n.r. sind die Drehungen um die einzelnen Winkel  $\varphi, \vartheta$  und  $\psi$  dargestellt. Dabei ist der Basisvektor grau gefüllt, der die Drehachse in dem entsprechenden Schritt darstellt. Die Endposition der Platte und das lokale Koordinatensystem nach jeder Drehung sind mit grauen Linien angedeutet.

Gases in bestimmten Arbeitspunkten optimiert. Um diese Form auch in der Simulation zu berücksichtigen, werden Koordinatensysteme mit der Basis

$$\begin{bmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \end{bmatrix}_{loc}$$

eingeführt, die im folgenden mit dem Index  $\{1, 2, 3\}$  gekennzeichnet sind. Sie sind in Abhängigkeit des Ortes (*loc*) in den Strömungsmaschinen so ausgerichtet, daß der Basisvektor  $\vec{e}_1$  in Richtung der erzwungenen oder erwarteten, optimalen Strömungsrichtung steht und der Basisvektor  $\vec{e}_3$  senkrecht zu Strömungsrichtung und Wand (Bild 3.12). Für eine sich frei einstellende Strömung liegt der Geschwindigkeitsvektor immer in der Ebene, die mit den Basisvektoren  $\vec{e}_1$  und  $\vec{e}_2$  parallel zur Wand aufgespannt wird, denn eine Strömungsgeschwindigkeit in  $\vec{e}_3$  Richtung ginge durch die Wand. Diese lokalen Koordinatensysteme können raumfest oder rotorfest sein, je nachdem, ob die notwendige Transformation von der  $\{x, y, z\}$ - oder der  $\{r, \varphi, z\}$ -Basis ausgeht.

Die Basis des  $\{1, 2, 3\}$ -Koordinatensystems an einem bestimmten Ort erhält man z.B. aus der  $\{x, y, z\}$ -Basis durch Drehung um drei Winkel, die auch *Euler*-Winkel genannt werden [37, 38, 39]. In Bild 3.11 werden die Drehungen schrittweise dargestellt. Die erste Drehung erfolgt um eine Achse des Ausgangssystems mit dem Winkel  $\varphi$ , in diesem Fall die  $\vec{e}_z$  Achse. Man erhält die erste Zwischenbasis mit den Basisvektoren  $\vec{e}'_x, \vec{e}'_y$  und  $\vec{e}'_z$ .

$$\begin{bmatrix} \vec{e}'_x & \vec{e}'_y & \vec{e}'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Eine zweite Drehung mit dem Winkel  $\vartheta$  um die  $\vec{e}'_x$ -Achse, die sog. Knotenlinie, führt auf die Basisvektoren  $\vec{e}''_x$ ,  $\vec{e}''_y$  und  $\vec{e}''_z$ .

$$\begin{bmatrix} \vec{e}''_x & \vec{e}''_y & \vec{e}''_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{e}'_x & \vec{e}'_y & \vec{e}'_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \vartheta & -\sin \vartheta \\ 0 & \sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Die letzte Drehung erfolgt schließlich um die  $\vec{e}''_z$  mit dem Winkel  $\psi$ . Man erhält das lokale, um die *Euler*-Winkel gedrehte Koordinatensystem mit der Basis

$$\begin{bmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{e}''_x & \vec{e}''_y & \vec{e}''_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Die gesamte Transformation erhält man durch Einsetzen der Gleichungen (3.7) und (3.8) in Gl. (3.9).

$$\begin{bmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \end{bmatrix} \mathbf{M}_{\varphi, \vartheta, \psi}(\varphi, \vartheta, \psi) \quad (3.10)$$

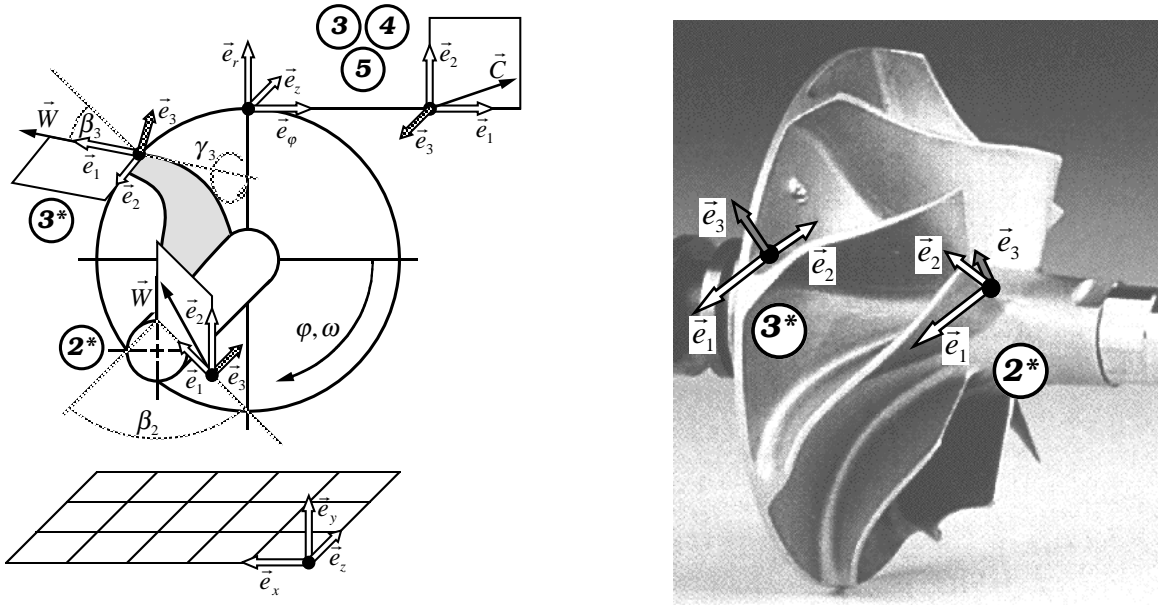
mit

$$\mathbf{M}_{\varphi, \vartheta, \psi}(\varphi, \vartheta, \psi) = \begin{bmatrix} \cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \cos \vartheta \sin \psi & -\cos \varphi \sin \psi - \sin \varphi \cos \vartheta \cos \psi & \sin \varphi \sin \vartheta \\ \sin \varphi \cos \psi - \cos \varphi \cos \vartheta \sin \psi & -\sin \varphi \sin \psi - \cos \varphi \cos \vartheta \cos \psi & -\cos \varphi \sin \vartheta \\ \sin \vartheta \sin \psi & \sin \vartheta \cos \psi & \cos \vartheta \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

Eine Drehung bzw. Transformation mit diesen Winkeln ist von der Reihenfolge der Drehung unabhängig. Es kann gezeigt werden, daß die für die Rücktransformation notwendige inverse Drehmatrix  $\mathbf{M}_{\varphi, \vartheta, \psi}^{-1}$  auch unter Vertauschung der Winkel und Drehrichtungen aus der Matrix selbst bestimmt werden kann.

$$\mathbf{M}_{\varphi, \vartheta, \psi}^{-1}(\varphi, \vartheta, \psi) = \mathbf{M}_{\varphi, \vartheta, \psi}(-\psi, -\vartheta, -\varphi) \quad (3.12)$$

Dieses Koordinatensystem wird z.B. in der Turbine und im Verdichter so plaziert, daß es quasi auf der strömungsführenden Wand der Rotorblätter „aufsitzt“. Die Bilder 3.12 und 3.13 zeigen die Lage dieses Koordinatensystems in Verdichter und Turbine. Für die rotorfesten, lokalen Koordinatensysteme wird das  $\{r, \varphi, z\}$ -System um die *Euler*-Winkel gedreht, bis schließlich die  $\vec{e}_1$ -Basis die gewünschte Richtung bekommt. Im folgenden Beispiel werden die lokalen Koordinatensysteme exemplarisch für die Positionen des Verdichters zusammengestellt.



**Bild 3.12:** Schematische Darstellung der lokalen Koordinatensysteme im Verdichter unmittelbar nach dem Eintritt in den Rotor (2\*), vor Verlassen des Rotors (3\*) und im Diffusor (Position (3) bis (5)). Die Gasströmung relativ zum Rotor ist durch die Geschwindigkeitsvektoren  $\vec{W}$ , im feststehenden Verdichtergehäuse durch den Geschwindigkeitsvektor  $\vec{C}$  eingetragen. Für die nicht gezeichneten Positionen (1) und (2) gilt  $\vec{C} = C\vec{e}_z$

### ■ Beispiel 3.2:

Beim Einströmen in den Verdichter wird davon ausgegangen, daß das Gas ohne Drall direkt in  $\vec{e}_z$ -Richtung strömt, Bild 3.9. Mit den *Euler*-Winkeln  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [\pi, -\frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}]$  wird das  $\{1, 2, 3\}$ -Koordinatensystem bezüglich der  $\{x, y, z\}$ -Koordinaten in den Positionen (1) und (2) (Bild 3.2) so eingerichtet, daß für die lokalen Koordinatensysteme  $\vec{e}_1 = \vec{e}_z$  und  $\vec{e}_3 = -\vec{e}_y$  wird. Damit steht  $\vec{e}_3$  für den Gasstrom oberhalb der Rotorachse senkrecht auf der darüberliegenden Gehäusewand und  $\vec{e}_1$  in Richtung der erzwungenen Strömungsrichtung.

Am Eintritt (Position (2\*)) in das Verdichterrad (Bild 3.12) wird ausgehend vom rotorfesten  $\{r, \varphi, z\}$ -System durch die drei Winkel  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [0, \beta_2 - \frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}]$  das lokale Koordinatensystem auf die Oberfläche des Rotorblattes gesetzt. Nun zeigt  $\vec{e}_2 = \vec{e}_r$  radial nach außen, und  $\vec{e}_3$  steht senkrecht auf dem Rotorblatt in Drehrichtung. Der Winkel  $\beta_2$  entspricht der Anstellung des Rotorblattes zur  $\{\vec{e}_r, \vec{e}_z\}$ -Ebene. Für das dargestellte Verdichterrad sind dies ca.  $\beta_2 \approx +\frac{\pi}{4}$ .



Beim Austritt aus dem Rotor sind die Rotorblätter des abgebildeten Rotors rückwärts um den Winkel  $\beta_3 \approx -\frac{\pi}{6}$  aus der  $\vec{e}_r$ -Richtung geneigt. Das Rotorblatt bildet zur Rückwand des Verdichterrades ( $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi\}$ -Ebene) den Winkel  $\gamma_3 \approx \frac{\pi}{3}$ . Das lokale Koordinatensystem an der Position **(3\*)** wird aus dem  $\{r, \varphi, z\}$ -System durch eine Transformation mit den Winkeln  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [\beta_3, -\gamma_3, 0]$  erzeugt.

Die lokalen Koordinatensysteme für die Positionen **(3)** bis **(5)** werden aus der raumfesten  $\{x, y, z\}$ -Basis mit dem konstanten Winkeltupel  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [\pi, \pi, 0]$  positioniert. ■

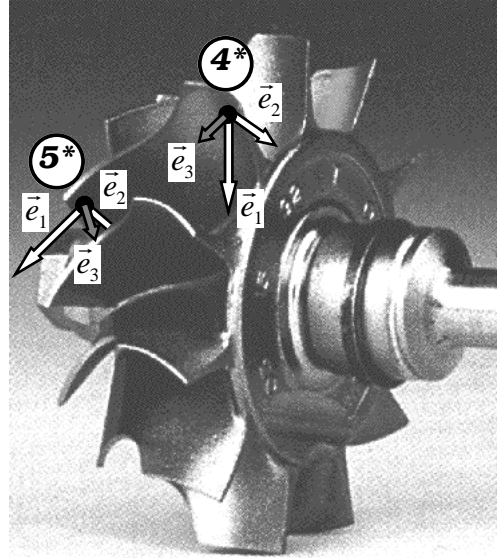
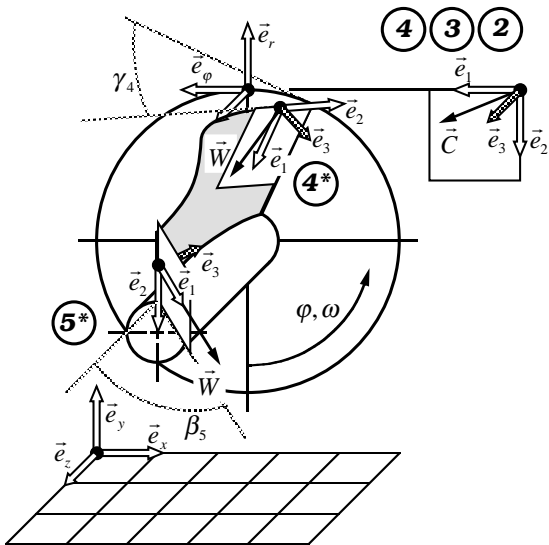
Auch in der Turbine lassen sich die lokalen Koordinatensysteme an den einzelnen Positionen unter Berücksichtigung der geometrischen Parameter leicht angeben, wie das folgende Beispiel zeigt:

### ■ Beispiel 3.3:

Im Bereich der verstellbaren Leitschaufeln (Position **(2)**) bis zum Eintritt des Gases in das Turbinenrad der Turbine an der Position **(4)** soll das Gas möglichst tangential an den Rotor anströmen, um einen optimalen Drehimpuls zu erzielen. Das lokale Koordinatensystem ist deshalb so ausgerichtet, daß der  $\vec{e}_1$ -Vektor tangential in Strömungsrichtung zum Rotor zeigt. Aus der raumfesten  $\{x, y, z\}$ -Basis erreicht man dies sehr einfach durch eine Rotation um die *Euler*-Winkel  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [0, 0, \pi]$ . Um die Darstellung zu vereinfachen, wird diese Transformation auch für das Koordinatensystem an der Position **(1)** (Bild 3.3) eingesetzt.

Nach dem Eintritt in das Turbinenrad sollte das Gas im  $\{r, \varphi, z\}$ -System wegen der speziellen Form der Schaufeln am Eintritt nur noch eine radiale Geschwindigkeitskomponente besitzen. Deshalb zeigt  $\vec{e}_1$  auf die Wellenachse. Das Rotorblatt steht aber nicht senkrecht auf der Rückwand des Rotors, sondern schließt mit dieser den Winkel  $\gamma_4 \approx \frac{\pi}{3}$  ein. Durch die Schrägstellung mit dem Winkel  $\gamma_4 < \frac{\pi}{2}$  wird dem Gas ein zusätzlicher Freiheitsgrad beim Einströmen in das Turbinenrad gegeben. Dieser wird in dem Winkeltupel  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [\beta_4, \gamma_4, \pi]$  berücksichtigt, mit dem das  $\{r, \varphi, z\}$ -System in das lokale Koordinatensystem der Position **(4\*)** gedreht wird. Für den abgebildeten Rotor ist der Winkel  $\beta_4 = 0$ , da die Blattoberkanten nicht in ( $\beta_4 > 0$ ) oder gegen ( $\beta_4 < 0$ ) die Drehrichtung geneigt sind.

An der Position **(5\*)** wird noch einmal der Drehimpuls des Gases verringert, da die Rotorblätter mit dem Winkel  $\beta_5 > 0$  rückwärts gerichtet sind. Der Idealzustand ist erreicht, wenn das Gas beim



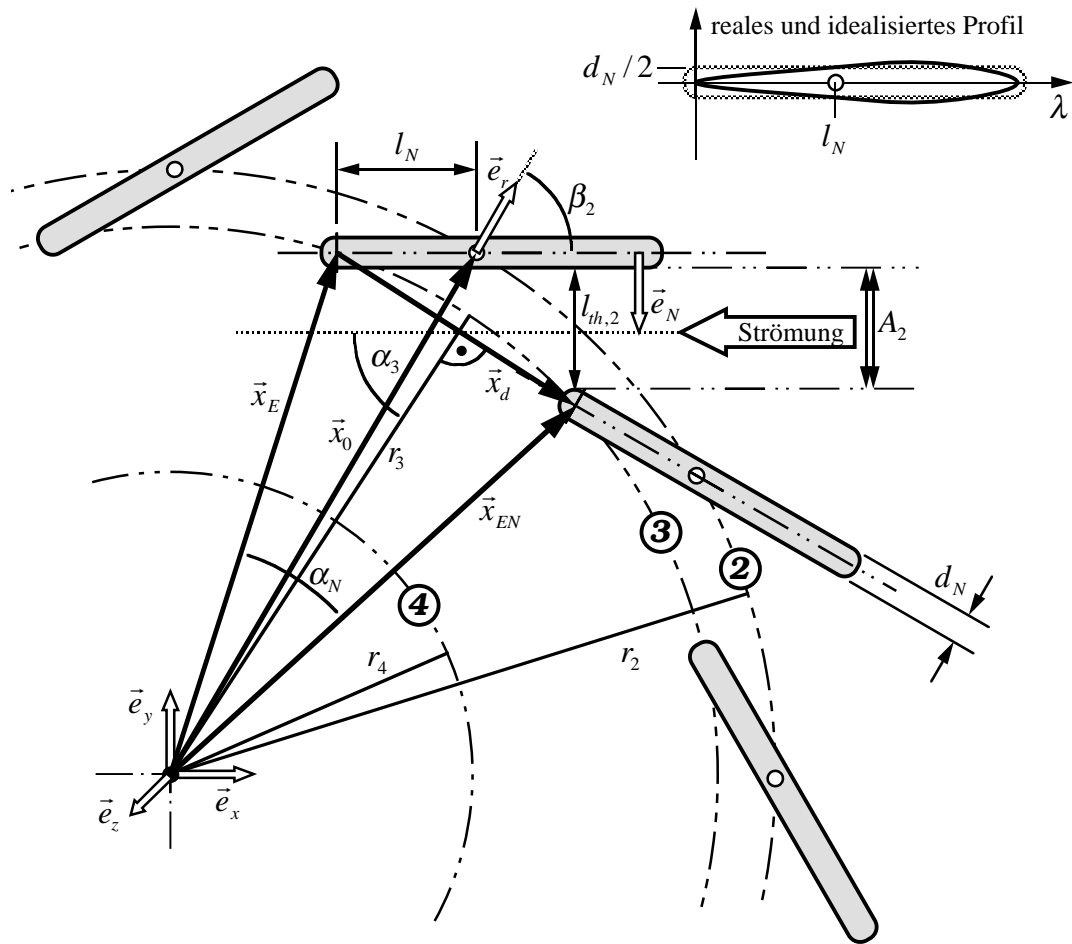
**Bild 3.13:** Schematische Darstellung der lokalen Koordinatensysteme in der Turbine im Bereich der Leitschaufeln (Positionen ② bis ④), nach Eintritt in den Rotor (Position ④\*) und vor Verlassen des Rotors (Position ⑤\*). Die Gasströmung relativ zum Rotor ist durch die Geschwindigkeitsvektoren  $\vec{W}$ , im feststehenden Turbinengehäuse durch den Geschwindigkeitsvektor  $\vec{C}$  eingetragen.

Ausströmen nur noch eine Geschwindigkeitskomponente in  $\vec{e}_z$ -Richtung besitzt. Am Rotorausgang wird das lokale Koordinatensystem aus der  $\{r, \varphi, z\}$ -Basis mit den Winkeln  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [0, \frac{\pi}{2} + \beta_5, \frac{\pi}{2}]$  bestimmt.

Wie auch beim Einströmen in das Verdichtergehäuse wird ab der Position ⑤ die Strömung oberhalb der Rotorachse betrachtet. Durch die Euler-Winkel  $[\varphi, \vartheta, \psi] = [\pi, -\frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}]$  erhält man ein lokales Koordinatensystem mit  $\vec{e}_1 = \vec{e}_z$  und  $\vec{e}_3 = -\vec{e}_y$ . Damit steht  $\vec{e}_3$  wieder senkrecht auf der darüberliegenden Gehäusewand. ■

### 3.3 Geometrie der verstellbaren Leitschaufeln

Bild 3.14 zeigt verstellbare Leitschaufeln in der Turbine. Um den Strömungsquerschnitt  $A_2$  und den Eintrittsradius  $r_3$  in den schaufellosten Spalt zu berechnen, werden nur wenige geometrische



**Bild 3.14:** Skizze zur Berechnung des variablen Strömungsquerschnitts  $A_2 = l_{th,2}b_2$  und des Strömungswinkels  $\alpha_3$  aus der Stellung der Leitschaufeln  $\beta_2$

Parameter benötigt. Für die Berechnung wird davon ausgegangen, daß die Schaufeln das Profil einer Platte aufweisen, die überall eine mittlere Dicke  $d_N$  besitzt. Für  $N$  äquidistante Schaufeln, deren Lagerpunkt auf einem Kreis mit dem Radius  $r_2$  um die Rotorachse angeordnet sind, ergibt sich der Winkel zwischen zwei Lagerpunkten

$$\alpha_N = \frac{2\pi}{N}.$$

Um den Ortsvektor  $\vec{x}_0$  der Länge  $r_2$ , der von der Rotorachse auf einen Lagerpunkt zeigt, mathematisch negativ auf den benachbarten Lagerpunkt zu drehen, wird er mit der Rotationsmatrix

$$M_N(\alpha_N) = \begin{bmatrix} \cos \alpha_N & \sin \alpha_N & 0 \\ -\sin \alpha_N & \cos \alpha_N & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

multipliziert. Der Normalenvektor

$$\vec{e}_N = \begin{bmatrix} -\sin \beta_2 & \cos \beta_2 & 0 \\ -\cos \beta_2 & -\sin \beta_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{\vec{x}_0}{|\vec{x}_0|}$$

steht senkrecht auf der dem Rotor zugewandten Seite der idealisierten Schaufel.

$l_N$  sei die Länge der nach innen überhängenden Schaufelspitze. Das äußere Schaufelstück sei in jedem Fall so lang, daß theoretisch ein vollständiges Schließen ( $A_2 = 0$ ) der VTG möglich ist. In der Praxis wird dies meist durch die definierten Endanschlüge verhindert.

Der Ortsvektor  $\vec{x}_E$  der Länge  $r_3$  zum inneren Endpunkt einer Schaufel wird mit der Geradengleichung aller Punkte auf der Mittellinie der Schaufel

$$\vec{x}(\lambda) = \vec{x}_0 + \lambda \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \vec{e}_N \quad (3.14)$$

mit  $\lambda = l_N$  bestimmt. Die Matrix dreht den Normalenvektor um  $\frac{\pi}{2}$  nach links auf die Symmetrielinie der Schaufel. Der Endpunkt der rechten Nachbarschaufel wird damit

$$\vec{x}_{EN} = M_N(\alpha_N) \vec{x}_E \quad (3.15)$$

Die Länge des Differenzvektors

$$\vec{x}_d = \vec{x}_{EN} - \vec{x}_E$$

zwischen den beiden Endpunkten projiziert in Richtung  $\vec{e}_N$  ist der kleinste Abstand zwischen den idealisierten Leitschaufeln. Reduziert man diesen noch um die mittlere Schaufeldicke  $d_N$  erhält man die tatsächliche Spaltöffnung ( $th = \text{throat}$ )

$$l_{th,2} = \vec{x}_d \cdot \vec{e}_N - d_N. \quad (3.16)$$

Der Strömungsquerschnitt  $A_2$  ergibt sich aus dem Produkt von  $l_{th,2}$  und der Spaltbreite  $b_2$ , die in der bisher nicht berücksichtigten  $\vec{e}_z$ -Richtung gemessen wird.

Unter der stark vereinfachenden Annahme, daß die Strömung kurz vor dem Verlassen der Leitschaufeln parallel zur angeströmten Seite der Leitschaufel geführt wird, ergibt sich aus dem Winkel

$\alpha_3$ , den die Strömung in der Mitte des Strömungskanals beim Durchtritt durch den Vektor  $\vec{x}_d$  zur  $\vec{e}_r$ -Richtung einnimmt, die Strömungsrichtung an Position ③.  $\alpha_3$  läßt sich aus

$$\cos \alpha_3 = \frac{l_{th,2}}{|\vec{x}_d|}$$

bestimmen [10] und ist nicht gleich  $\beta_2$ , wie auf den ersten Blick zu vermuten wäre, da  $\alpha_3$  in der Mitte zwischen den Enden der Leitschaufeln zwischen Strömungsrichtung und dem veränderlichen Radius  $r_3$  liegt, wohingegen  $\beta_2$  zwischen der Leitschaufel und dem Radius  $r_2$ , auf dem die Lagerpunkte positioniert sind, gemessen wird. Insbesondere für kleine Schaufelzahlen und damit große Schaufelabstände nimmt der Unterschied zwischen den Winkeln zu.

Aus der Anzahl der Schaufeln  $N$  und den drei geometrischen Parametern  $r_2$ ,  $l_N$ ,  $d_N$  können, wie soeben gezeigt, die Querschnittsfläche  $A_2(\beta_2)$ , der äußere Radius  $r_3(\beta_2)$  des schaufellosen Spalts sowie der Strömungswinkel  $\alpha_3(\beta_2)$  berechnet werden. Mit der Vektoralgebra wurde ein systematischer Weg gezeigt, der sich einfach im Modell implementieren läßt. Viele der hier gezeigten Zwischenschritte können bereits in der Initialisierungsphase beim Einlesen der Parameter vorbereitet werden.

Sollte eine algebraische Beschreibung der Schaufelform vorliegen, also eine Funktion  $d_N(\lambda)$  (Vgl. Gl. (3.14)), so kann diese mit der hier vorgestellten Methode auch berücksichtigt werden, wobei  $\lambda$  mit dem Kreuzprodukt

$$\lambda = (\vec{e}_N \times \vec{x}_d) \cdot \vec{e}_z \quad (3.17)$$

bestimmt werden kann.

Im Bild 3.4 sind neben den neun Leitschaufeln noch drei Befestigungsbolzen zu erkennen, die die Abstände der benachbarten Schaufelprofile vergrößern. Durch eine Nut in den Bolzen wird in der geschlossenen Stellung der VTG der Strömungsquerschnitt trotzdem auf den berechneten Wert eingeengt. Der gesamte Strömungsquerschnitt ergibt sich demnach zu  $A_{2,sum} = N * b_2 * l_{th,2}$  mit  $N = 9$ .

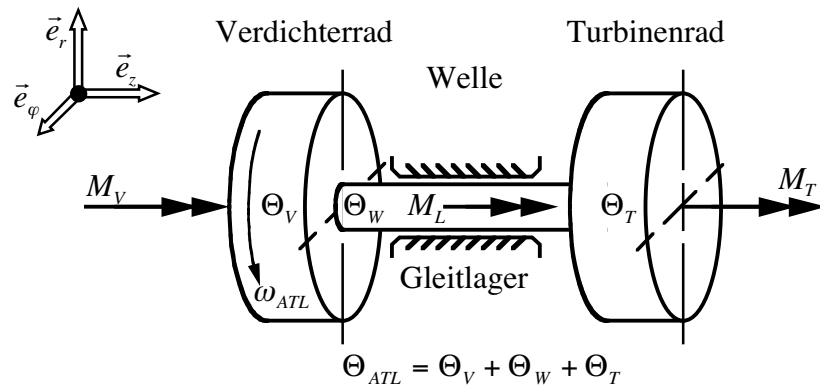
### 3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die einzelnen Komponenten des Turboladers, wie sie zur Simulation benötigt werden, vorgestellt. Das Modell wird demnach in die thermodynamische Funktion der Turbine, das Laufzeug und die thermodynamische Funktion des Verdichters unterteilt. Ferner wird

das Stellglied für die variable Turbinengeometrie separat modelliert. So können unterschiedliche Stellantriebe untersucht werden.

Nach einem kurzen Blick in die Strömungsmaschinen zur Festlegung der Nomenklatur und einem groben Überblick über die einzelnen Teilabschnitte wurden verschiedene Koordinatensysteme eingeführt. Diese dienen dazu, den Verlauf des Stromfadens einfacher zu beschreiben. Zur Verfügung stehen ein raumfestes  $\{x, y, z\}$ -System, ein rotor- bzw. wellenfestes Koordinatensystem  $\{r, \varphi, z\}$  sowie verschiedene lokale Koordinatensysteme  $\{1, 2, 3\}$ , die durch normierte Drehungen um die *Euler*-Winkel so platziert werden, daß die  $\vec{e}_1$ -Richtung in die optimale Strömungsrichtung weist. Der  $\vec{e}_3$ -Vektor steht immer senkrecht auf den Seitenflächen der Rotorblätter oder auf parallel angeströmten Wänden des Gehäuses.

Zum Abschluß wurde die verstellbare Geometrie des Turboladers für die Modellbildung untersucht. Es wurde gezeigt, wie aus drei einfach bestimmbar geometrischen Parametern  $r_3$ ,  $d_N$ , und  $l_N$  mit Hilfe der Vektoralgebra die zunächst fehlenden, im Betrieb von  $\beta_2$  abhängigen varianten Parameter bestimmt werden können.



**Bild 4.1:** Körperbild des Laufzeugs mit den angreifenden Momenten: für  $\omega_{ATL} > 0$  ist  $M_V < 0$ ,  $M_L < 0$  und  $M_T > 0$

## 4 Modell des Turboladers mit VTG

In diesem Kapitel werden zunächst die einzelnen Modelle für die mechanischen und thermischen Teilsysteme des Turboladers aufgestellt. Aufbauend auf den thermodynamischen Grundlagen aus Kapitel 2 und der Strukturierung aus Kapitel 3 erfolgt die Beschreibung der Zustandsübergänge des Gases entlang eines Stromfadens durch die Strömungsmaschinen hindurch. An wichtigen Stellen werden Erläuterungen zum realen Strömungsverlauf, den möglichen Verlusten und den daraus resultierenden Abweichungen des Modells ergänzt. Es entsteht eine blockorientierte Struktur, die im Hinblick auf die Implementierung mehrfach einsetzbarer Algorithmen ausgerichtet ist.

Nachdem die Simulation des Turboladers anhand von Darstellungen im *Mollier*-Diagramm verifiziert worden ist, wird der nichtdynamische Teil des Modells als Kennfeld in ein spezielles neuronales Netz trainiert. Damit wird in der Gesamtsimulation erheblich Rechenzeit eingespart.

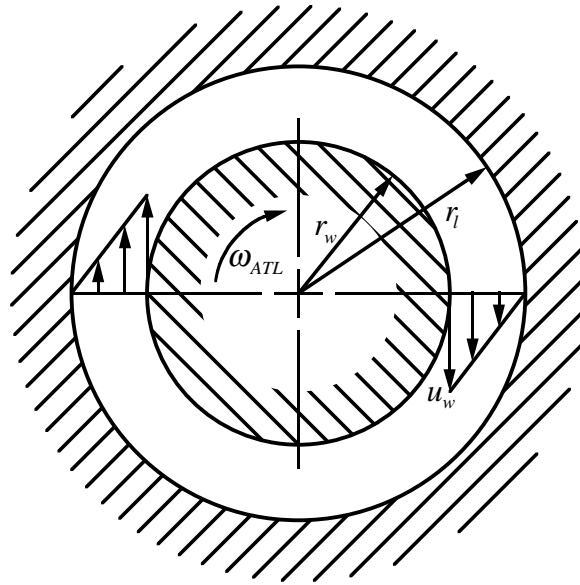
### 4.1 Modell des Laufzeugs

Das Schema in Bild 4.1 zeigt die drei Trägheitsmomente von Verdichter ( $\Theta_V$ ), Welle ( $\Theta_W$ ) und Turbine ( $\Theta_T$ ), die zu einem Gesamtträgheitsmoment des Laufzeugs

$$\Theta_{ATL} = \Theta_V + \Theta_W + \Theta_T \quad (4.1)$$

zusammengefaßt werden. Auf das Laufzeug wirken drei Momente, die positiv in  $\vec{e}_z$ -Richtung gezählt werden. Positive Momente bewirken somit eine Drehzahlerhöhung. Für die Beschleunigung  $\dot{\omega}_{ATL}$  gilt die Momentenbilanz

$$\Theta_{ATL} \dot{\omega}_{ATL} = M_V + M_L + M_T. \quad (4.2)$$



**Bild 4.2:** Welle des Turboladers mit umgebender Lagerschale. Durch die Rotation stellt sich ein gleichmäßiges Geschwindigkeitsprofil  $u(r)$  des Schmiermittels im Lagerspalt ein.

$M_V$  ist das Moment, das der Verdichter aufnimmt, um das Frischgas zu komprimieren. Deshalb ist in der Regel  $M_V < 0$ .  $M_T$  ist das Turbinenmoment, das im Turbinenrad aus der im Abgas mitgeführten Energie erzeugt wird. Im stationären Fall ist  $M_T > 0$ . Die Lagerreibung wird mit dem Term  $M_L$  berücksichtigt.  $M_L$  wirkt stets gegen die Drehrichtung ( $M_L \omega_{ATL} < 0$ ).

Bei den kleinen, sehr schnell drehenden Turboladern findet man heute ausschließlich wartungsfreie, verschleißarme Gleitlager. Durch ein System aus verschiedenen Vorratsspeichern und Kanälen im Turboladergehäuse ist die Ölversorgung der Lager auch dann gewährleistet, wenn die zentrale Ölversorgung zusammen mit dem Motor abgestellt wird. Das Öl übernimmt nicht nur Schmierfunktionen, sondern sorgt auch für den Abtransport der Wärme, die vom Abgasstrom an den Turbolader abgegeben wird und die durch die Lagerreibung in den Gleitlagern entsteht. Durch den hohen Öldurchsatz in den Lagern wird andererseits eine zu starke Aufheizung des Öls und die damit verbundene Gefahr der Verkokung reduziert.

Sofern der Turbolader einwandfrei mit Öl versorgt ist, tritt in den Lagern des Turboladers nur viskose Reibung auf. Bild 4.2 zeigt die Welle und die umgebende Lagerschale im Querschnitt. Im Lagerspalt der Breite  $a = r_l - r_w$ , der sehr klein gegenüber dem Wellendurchmesser sei, bildet das Öl im unbelasteten Fall bei zentrischer Wellenposition eine ebene Couette Strömung [31, 40] mit



dem Geschwindigkeitsprofil

$$u(r) = \frac{r_l - r}{r_l - r_w} u_w = \frac{r_l - r}{a} \omega_{ATL} r_w \quad (4.3)$$

aus. Im Fluid entsteht durch den Geschwindigkeitsgradienten die Schubspannung

$$\tau = \frac{dF_S}{dA} = \eta \frac{du}{dr}, \quad (4.4)$$

wobei  $\eta = \nu \rho$  die (temperaturabhängige) effektive dynamische Viskosität des Schmiermittels beschreibt.  $\nu$  ist die kinematische Viskosität des Schmiermittels mit der Dichte  $\rho$ .

Für den einfachen Fall des linearen Geschwindigkeitsprofils wird an der Welle mit  $u(r_w)$  aus Gl. (4.3)

$$\tau(r_w) = \eta \frac{-u_w}{a} = -\eta \frac{\omega_{ATL} r_w}{a}. \quad (4.5)$$

Die Integration der Schubspannung über die Lagerfläche ergibt die Reibkraft  $F_L$ , die das viskose Reibmoment

$$M_L = r_w F_L = r_w \int_0^b \int_0^{2\pi} \tau(r_w) r_w d\phi dz = -2\pi r_w^2 b \eta \frac{\omega_{ATL} r_w}{a} = -K_L \omega_{ATL} \quad (4.6)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor

$$K_L = \eta \frac{2\pi b}{a} r_w^3 \quad (4.7)$$

erzeugt.  $b$  ist die gesamte Lagerbreite in  $\vec{e}_z$ -Richtung. Die Lagerreibung ist damit proportional zur Wellendrehzahl, wobei hier nicht berücksichtigt wurde, daß zu modernen Motorenölen verschiedene Additive beigegeben sind, die die Viskosität auch in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsgradienten modulieren [32]. Auf jeden Fall kann die Viskosität im kalten Motor bis zu einhundert mal größer als im betriebswarmen Motor sein. Diese Temperaturabhängigkeit muß bei der Entwicklung von Regelalgorithmen für den Turbolader berücksichtigt werden, wenn unmittelbar nach dem Kaltstart bereits eine hohe Regelgüte erreicht werden soll.

Das folgende Beispiel gibt eine Abschätzung für die Größenordnung, in der das auftretende Reibmoment zu erwarten ist.

#### ■ Beispiel 4.1:

Der exemplarische Turbolader besitzt eine Welle mit einem Radius von  $r_w \approx 4 \cdot 10^{-3}$  m und eine (abgeschätzte) Lagerbreite von ca.  $b = 20 \cdot 10^{-3}$  m. Mit der in DIN 7157 empfohlenen Passung E9/h9 für Wellenlager in Strömungsmaschinen erhält man für den vorliegenden Wellendurchmesser eine Spaltbreite  $a \approx 30 \cdot 10^{-6}$  m. Ein hochwertiges Leichtlauföl (z.B. SAE10W40, [41]) besitzt

bei einer Betriebstemperatur von  $100^\circ \text{C}$  eine kinematische Viskosität  $\nu \approx 14 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$  bei einer Dichte  $\rho = 870 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ . Damit ergibt sich eine dynamische Viskosität  $\eta = \nu \rho = 12.18 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{s m}}$  für das Schmiermittel. Mit diesen Parametern wird nach Gl. (4.7) der Proportionalitätsfaktor  $K_L$  bestimmt.

$$K_L = \eta \frac{2\pi b}{a} r_w^3 \approx 3.3 \cdot 10^{-6} \text{ kg m s} \quad (4.8)$$

Bei einer noch nicht extremen Turboladerdrehzahl  $\omega_{ATL} = 10 \cdot 10^3 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$  entsteht das Reibmoment in einer Größenordnung von

$$M_L = -K_L \omega_{ATL} \approx -0.033 \text{ N m} \quad (4.9)$$

und eine Verlustleistung im Lager in Höhe von

$$P_L = M_L \omega_{ATL} \approx -330 \text{ W}. \quad (4.10)$$

Bei sehr kaltem Motoröl kann die Viskosität auf den 100fachen Wert ansteigen. Damit steigt auch  $M_L$  bis in die Größenordnung des Turbinenmoments  $M_L$  an. Ohne kompensierende Maßnahmen werden sich stationäre Arbeitspunkte bei wesentlich kleineren Drehzahlen  $\omega_{ATL}$  einstellen. Wird durch einen Regler die Drehzahl des Laders bei noch kaltem Öl zu hoch eingestellt, können die Gleitlager der Welle durch die erheblich angestiegene Reibleistung Schaden nehmen. ■

Aus der Differentialgleichung (4.2) und dem Reibmoment nach Gl. (4.6) erhält man die Differentialgleichung für das mechanische Teilsystem des Turboladers

$$\Theta_{ATL} \dot{\omega}_{ATL}(t) + K_L \omega_{ATL}(t) = M_V(t) + M_T(t). \quad (4.11)$$

Hierbei wird angenommen, daß das Summenmoment  $M_V(t) + M_T(t)$  als Funktion der Zeit eine eingeprägte Größe für das Laufzeug darstellt und nicht direkt von der Drehzahl abhängt. Erst durch die Verbindung vom Laufzeug mit den Strömungsmaschinen Verdichter und Turbine erhält man das der Realität entsprechende Verhalten. In diesen Komponenten wird u.a. die Drehzahl als eingeprägte Größe verwendet, um das Moment  $M_V$  bzw.  $M_T$  zu berechnen. Dann wird aus der stationären Betrachtung der Strömungsmaschinen z.B.  $M_V = M_V(\omega_{ATL}, \dots)$  wegen  $\omega_{ATL} := \omega_{ATL}(t, M_V, M_T, \dots)$  schließlich  $M_V = M_V(\omega_{ATL}(t, M_V, M_T, \dots), \dots)$ .

Aus der Differentialgleichung für das Laufzeug mit geschwindigkeitsabhängiger Reibung läßt sich für das Blockschaltbild 4.3 unmittelbar die Übertragungsfunktion mit  $PT_1$  Verhalten

$$G_{LZ}(s) = \frac{\omega_{ATL}(s)}{M_{V,T}(s)} = \frac{1}{K_L + \Theta_{ATL}s} = \frac{K_{LZ}}{1 + T_{LZ}s} \quad (4.12)$$



**Bild 4.3:** Übertragungsblock für das Laufzeug. Eingang ist die Summe aus Turbinen- und Verdichtermoment ( $M_T$ ,  $M_V$ ), Ausgang ist die Laderdrehzahl  $\omega_{ATL}$ .

mit  $M_{V,T}(s) = M_V(s) + M_T(s)$  und den Parametern  $K_{LZ} = \frac{1}{K_L}$  und  $T_{LZ} = \frac{\Theta_{ATL}}{K_L}$  angeben. Mit den Werten aus Beispiel 4.1 und dem Trägheitsmoment des Laufzeugs  $\Theta_{ATL} \approx 0.15 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^2$  ergeben sich ohne den Einfluß der Gasströme in Turbine und Verdichter für die Parameter folgende theoretische Werte:

$$T_{LZ} = \frac{\Theta_{ATL}}{K_L} \approx 45 \text{ s}$$

$$K_{LZ} = \frac{1}{K_L} \approx 300 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s N m}}$$

An den Zahlenwerten fällt auf, daß zum einen die Verstärkung  $K_{LZ}$  sehr hoch, zum anderen die Zeitkonstante  $T_{LZ}$  sehr lang ist. In der Praxis sind die Drehmomente von Verdichter und Turbine stark von der Turboladerdrehzahl und dem Arbeitspunkt des Motors abhängig. Eine Sprunganregung mit einem konstanten Drehmoment über einen längeren Zeitraum ist im realen Betrieb nicht realisierbar und damit hat auch das  $PT_1$  Verhalten des Laufzeugs einen überwiegend theoretischen Hintergrund.

Nach einem plötzlichen Abbremsen des Dieselmotors vom Nennarbeitspunkt bis zum Stillstand, womit auch die Kopplung von Verdichter und Turbine über den vom Motor geförderten Massenstrom unterbunden wird, kann man bei Prüfstandsversuchen kürzere Zeitkonstanten für den Auslauf des Turboladers feststellen. In diesem Fall wirken jedoch noch externe Momente aus Turbine und Verdichter bremsend auf das Laufzeug ein und verkürzen damit die Auslaufzeit.

In dem hier vorgestellten Modell des Laufzeugs ist die viskose Reibung nicht als Proportionalitätsfaktor für das Turbinenmoment sondern als geschwindigkeitsabhängiger Term direkt berücksichtigt. Weitere nichtlineare Reibungsterme, die mit  $\omega_{ATL}^2$  oder  $\omega_{ATL}^3$  eingehen, wurden nicht berücksichtigt. Deshalb ist das Übertragungsverhalten kein reines  $I$  sondern ein  $PT_1$  Verhalten mit extrem hoher Verstärkung. Aus dem Grenzwertsatz für die Anfangssteigung  $\dot{\omega}_{ATL}|_{t=0+}$  der Drehzahl bei Anregung mit einem Einheitssprung  $M_{V,T} = \frac{1}{s}$  folgt für das  $PT_1$  Verhalten

$$\dot{\omega}_{ATL}|_{t=0+} = \lim_{s \rightarrow \infty} s [sL\{\omega_{ATL}(t)\} - \omega_{ATL}|_{t=0}] = \lim_{s \rightarrow \infty} ssM_{V,T}(s)G_{LZ}(s) = \frac{1}{\Theta_{ATL}}$$

und dies ist identisch mit der Anfangssteigung eines reinen Integrators  $I$  ohne Berücksichtigung der Reibung.

In den technischen Daten, die zu einem Turbolader vom Hersteller angegeben werden, findet man in der Regel nicht die Lagerreibung in der oben eingeführten Form, sondern bestenfalls nur den mechanischen Wirkungsgrad. Dieser ist definiert als das Verhältnis der vom Verdichter aufgenommenen Leistung ( $P_V < 0$ ) zu der von der Turbine erzeugten Leistung ( $P_T > 0$ ):

$$\eta_{mech} = -\frac{P_V}{P_T} = -\frac{M_V}{M_T} \quad (4.13)$$

Mit guten Wellenlagern können für den betriebswarmen Motor Wirkungsgrade bis zu  $\eta_{mech} = 0.99$  erreicht werden. Für den stationären Fall mit  $\dot{\omega}_{ATL} = 0$  gilt die Momentenbilanz aus Gl. (4.2)

$$0 = M_V + M_L + M_T = -\eta_{mech}M_T - K_L\omega_{ATL} + M_T = (1 - \eta_{mech})M_T - K_L\omega_{ATL}.$$

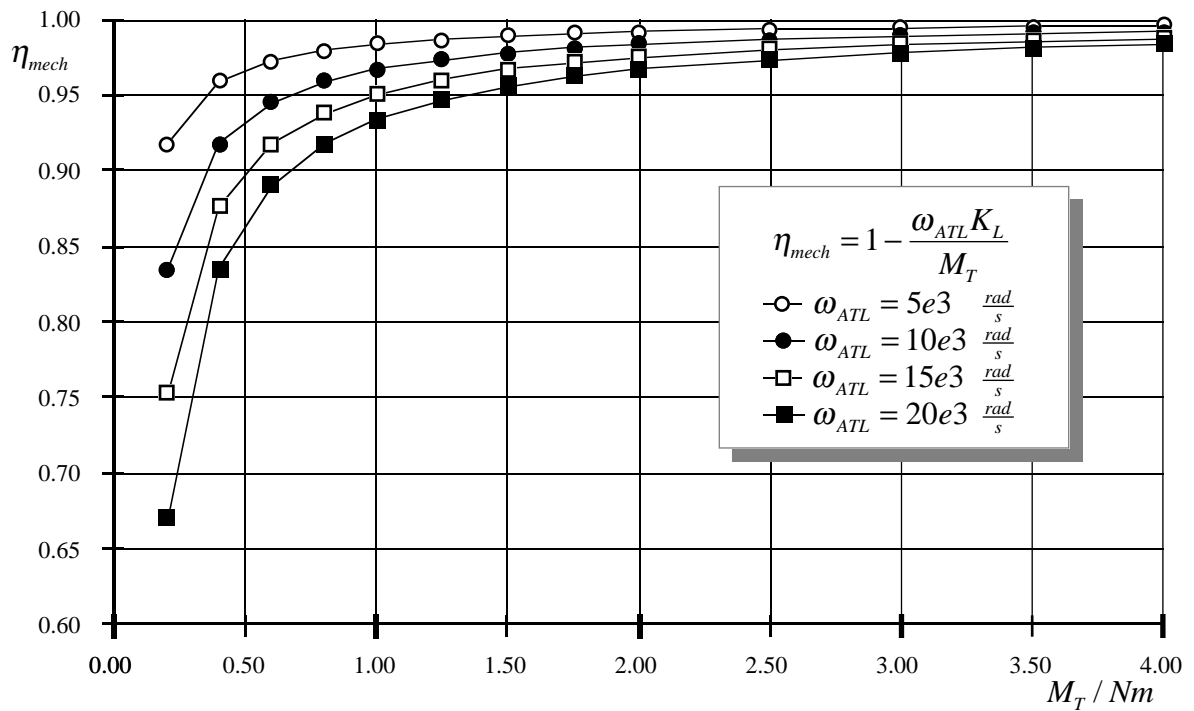
Hieraus folgt unmittelbar

$$K_L = (1 - \eta_{mech})\frac{M_T}{\omega_{ATL}} \quad \text{bzw.} \quad (4.14)$$

$$\eta_{mech} = 1 - \frac{\omega_{ATL}K_L}{M_T}. \quad (4.15)$$

Diese Gleichungen stellen den Zusammenhang zwischen dem mechanischen Wirkungsgrad  $\eta_{mech}$  und dem Proportionalitätsfaktor  $K_L$  nach Gl. (4.8) für einen beliebigen Arbeitspunkt  $AP(M_T, \omega_{ATL})$  her. Für die Parameter aus Beispiel 4.1 ergibt sich Bild 4.4.

An dieser Stelle wird deutlich, daß die Modellierung des Laufzeugs mit einer drehzahlabhängigen Lagerreibung und einer physikalisch begründeten Lagerkonstante  $K_L$  einfache und plausible Ergebnisse in einem dynamischen Modell liefern muß. Die Verwendung eines festen Wirkungsgrads  $\eta_{mech}$  erlaubt dies nicht. In dynamischen Zuständen ist das Verhältnis von Verdichter- zu Turbinenmoment nicht mehr konstant. Beide können unabhängig voneinander Null werden oder sogar ihre Vorzeichen wechseln. Spätestens in dieser Situation versagt die Berechnung des Reibmomentes aus dem mechanischen Wirkungsgrad. Wie auch im Bereich der noch folgenden thermodynamischen Modellierung bewährt sich hier die Modellierung additiver Verluste im Gegensatz zur Verwendung eines multiplikativen Wirkungsgrads.



**Bild 4.4:** Variation von  $\eta_{mech}$  in Abhängigkeit vom Turbinenmoment  $M_T$  und der Turboladerdrehzahl  $\omega_{ATL}$  für stationäre Arbeitspunkte. Für  $K_L$  wurde der Wert aus Beispiel 4.1 gewählt, Gl. (4.8).

## 4.2 Modell des Verdichters

Das Modell des Verdichters (Bild 4.5) läßt sich zunächst in ein inneres und äußeres Verdichtermmodell untergliedern, womit die Anpassung der verwendeten Ein- und Ausgänge zwischen der Turboladersimulation und der (übergeordneten) Motorsimulation realisiert wird. Während beim inneren Verdichtermmodell der Massenstrom  $\dot{m}_V$  eingepreiste Größe ist, ist dieser neben dem Massenstrom aus der Abgasrückführung auch die Eingangsgröße für das Behältermodell des Ladeluftkühlers der Motorsimulation. Dieses liefert wiederum den Ladedruck  $p_2$ , der aber auch Ausgangsgröße des (inneren) Verdichtermmodells ist. Das äußere Verdichtermmodell vertauscht durch den Einsatz eines Gleichungslösers (Verfahren nach Brent, [42]) die Informationsflußrichtung von  $\dot{m}_V$  und  $p_2$ , sodaß die Kopplung des Verdichtermmodells mit dem Motormodell möglich wird.

Das innere Verdichtermmodell ist in verschiedene Teilmodelle für die einzelnen Streckenabschnitte (vgl. Bild 3.2 auf Seite 57) unterteilt. Das erste Teilmodell Einlaß beschreibt die adiabate Zustandsänderung vom Eintritt in das Verdichtergehäuse Position ① bis zum Verdichterrad Position ②. Durch eine Koordinatentransformation werden die thermischen Zustandsgrößen und



Die Berechnung eines quasistationären Zustands im Verdichter erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird für einen vorgegebenen Massenstrom, der in allen (inneren) Teilmodellen des Verdichters identisch sein muß, der adiabate Zustandsübergang einschließlich der zugeführten mechanischen Arbeit und interner Strömungsverluste berechnet. Am Übergang in den Rotor von Position ② nach ②\* und im Ringspalt Position ③\* nach ③ werden die wesentlichen Strömungsverluste durch entsprechende Funktionen berücksichtigt. Im zweiten Schritt werden im äußeren Verdichtermodell durch eine Variation des Massenstromes die Zustände am Eingang und Ausgang des Verdichters so eingestellt, daß sie mit den vorgegebenen Eingangsgrößen (Druck  $p_1$ ,  $p_2$  und Temperatur  $T_1$ ) des Gesamtmodells übereinstimmen. Dadurch wird schließlich der Massenstrom zu einer Ausgangsgröße des Modells.

#### 4.2.1 Adiabate Zustandsänderung im Teilmodell

Für alle Teilmodelle gilt die Energiebilanz für raumfeste Koordinaten Gl. (2.63) (S. 41) bzw. für ein rotierendes Koordinatensystem Gl. (2.66) (S. 43). Die Differenz der Totalenthalpie am Ausgang (Index  $a$ ) zur Totalenthalpie am Eingang (Index  $e$ ) eines Streckenabschnitts entspricht der durchströmten Potentialdifferenz bzw. der auf dem Streckenabschnitt zugeführten Arbeit  $w_{ea}$ . Damit gilt die Energiebilanz (Gl. (2.63))

$$h_{0a} = h_a + \frac{C_a^2}{2} \stackrel{!}{=} h_e + \frac{C_e^2}{2} + w_{ea} = h_{0e} + w_{ea}. \quad (4.16)$$

Ist die Strömungsgeschwindigkeit am Ausgang  $C_a$  bekannt, läßt sich die Enthalpie  $h_a$  am Ausgang bestimmen.

In Kapitel 2.2 wurden isentrope Wirkungsgrade für Zustandsübergänge eingeführt. Diese sind gut verwendbar, wenn das Verhalten eines Prozesses bewertet werden soll. In der Simulation hat sich dagegen bei verschiedenen Modellen bewährt, die gewandelte Leistung von der Verlustleistung zu trennen, beide Komponenten unabhängig voneinander zu berechnen und dann additiv zusammenzuführen. Damit vermeidet man die nichtlineare Operation (Multiplikation / Division) mit einer arbeitspunktabhängigen Größe: dem Wirkungsgrad. Insbesondere in den Randzonen des Arbeitsbereichs erhält man so erheblich bessere Simulationsergebnisse. Ein Wirkungsgrad koppelt in der Regel die gewandelte Leistung mit der Verlustleistung in einem bestimmten Arbeitspunkt. Die Verluste sind in der Realität aber Ergebnis bestimmter, irreversibler Vorgänge wie z.B. trockene

oder viskose Reibung, unelastische Stöße, Turbulenzen, und unterliegen damit anderen Randbedingungen und Prozeßzuständen als nur der gewandelten Leistung. Die Berechnung von Verlusten aus dem Wirkungsgrad wird sogar unmöglich, wenn die Bezugsgröße Null wird und damit an einer Stelle im Modell durch Null geteilt werden müßte.

Für reibungsbehaftete Strömungen in Rohren wird in der technischen Literatur [43, 34, 44, 45] der Druckverlust als Funktion der kinetischen Energie, der Streckenlänge und eines Reibungskoeffizienten eingeführt. Letzterer ist durch die *Reynolds*-Zahl, die Wandrauigkeit und den Strömungsquerschnitt darstellbar. In diesem Modell wird der durch Reibungsvorgänge verursachte, spezifische Enthalpieverlust mit folgender Funktion angenähert:

$$h_{loss} = \zeta \frac{L_{ea}}{D_{hyd}} \frac{C_e^2 + C_a^2}{2}. \quad (4.17)$$

Darin ist  $\zeta$  der Reibungskoeffizient für den Streckenabschnitt,  $L_{ea}$  die Länge des Stromfadens,  $C_e$  und  $C_a$  bezeichnen die Geschwindigkeiten am Ein- und Ausgang des Abschnitts und  $D_{hyd}$  bezeichnet den hydraulischen Durchmesser, der hier mit der Abschätzung

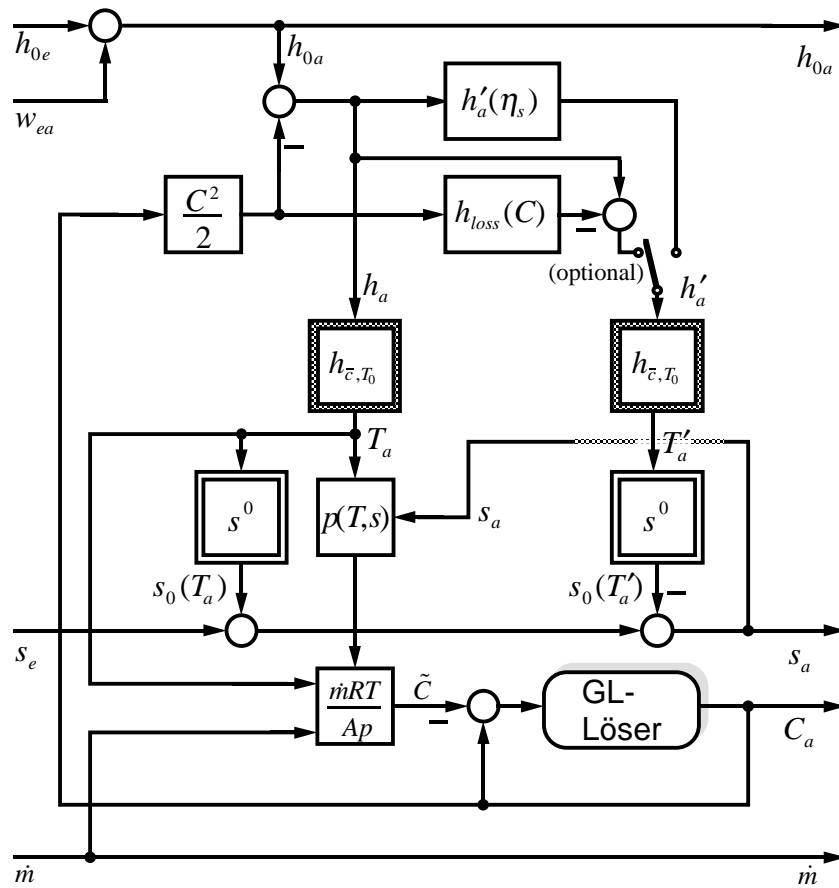
$$D_{hyd} = \frac{4A}{U}. \quad (4.18)$$

aus der Querschnittsfläche  $A$  und dem Flächenumfang  $U$  angesetzt wird.

Die Enthalpie  $h_a$  am Ausgang des Streckenabschnitts liegt um  $h_{loss}$  über dem Enthalpieniveau  $h'_a$ , das durch einen isentropen Übergang auf denselben Ausgangsdruck  $p_a$  erreicht worden wäre.

Für beide Enthalpien werden aus der Kennlinie  $h_{c,T_0}^{-1}(h)$  die zugehörigen Temperaturen  $T_a$  und  $T'_a$  ermittelt. Aus dem isentropen Zustandsübergang ergibt sich mit der Entropiedifferenz nach Gl. (2.44) (S. 36) und mit  $\Delta s'_{ea} = 0$  der Druck  $p_a$  am Ausgang der Strecke. Ebenso liefert diese Gleichung die Entropiedifferenz für den verlustbehafteten Zustandsübergang, wenn statt  $T'_a$  die Temperatur  $T_a$  verwendet wird. Die benötigten Entropien  $s^0(T)$  werden aus einer Kennlinie für das entsprechende Gas interpoliert. Die angenommene Geschwindigkeit  $C_a$  wird von einem Gleichungslöser (Verfahren nach Brent, [42]) so vorgegeben, daß sie mit der aus  $T_a$ ,  $p_a$  und  $\dot{m}$  nach Gl. (2.46) bestimmbaren Geschwindigkeit  $\tilde{C}$  übereinstimmt. Bild 4.6 verdeutlicht diesen Lösungsweg graphisch. Als Streckenparameter werden nur die Streckenlänge und der Austrittsquerschnitt des Teilmodells sowie der entsprechende Reibungskoeffizient benötigt. Ein- und Ausgangsgrößen des Teilmodells sind im wesentlichen die Gaszustände Strömungsgeschwindigkeit, Totalenthalpie und Entropie. In der Simulation werden alle anderen Zustandsgrößen ebenfalls berechnet und sind später für die Regelung oder die graphische Darstellung verfügbar.



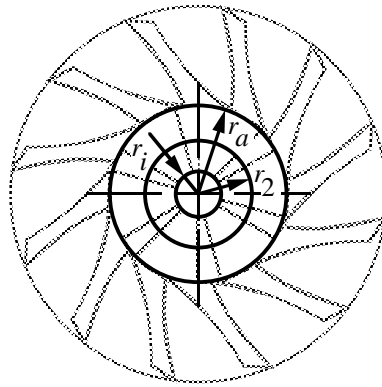


**Bild 4.6:** Lösung eines adiabaten Zustandsübergangs mit Verlusten: doppelt umrahmte Blöcke weisen Kennlinien aus, die Verwendung inverser Kennlinien wird durch die graue Füllung gekennzeichnet. Die Berechnung der isentropen Enthalpie  $h'_a(\eta_s)$  erfolgt optional durch die Angabe eines Wirkungsgrads oder eines Reibungskoeffizienten.

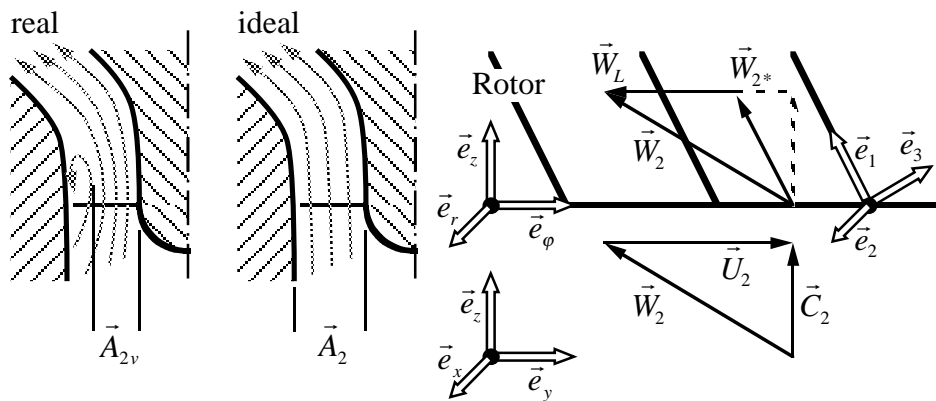
#### 4.2.2 Eintritt in den Rotor und Wechsel der Koordinatensysteme

Bei der Modellbildung des Turboladers wird vorausgesetzt, daß das Gas entlang eines Stromfadens modelliert wird und die Strömung in einem bestimmten Strömungsquerschnitt überall konstant ist. Für den Eintritt in den Rotor des Verdichters wird der Radius  $r_2$  benötigt, auf dessen Höhe der Stromfaden in das Verdichterrad führt. Hierfür wird üblicherweise das quadratische Mittel (Bild 4.7) des Außen- und Innenradiuses verwendet, da mit diesem die Eintrittsfläche  $A_{02} = \pi(r_a^2 - r_i^2)$  in zwei gleich große Hälften geteilt wird und somit auf jeder Seite auch die Hälfte des Massenstromes geführt wird. In algebraischer Form lautet diese Bedingung

$$\pi r_2^2 - \pi r_i^2 = \pi r_a^2 - \pi r_2^2$$



**Bild 4.7:** Bestimmung des Eintrittsradiuses in das Verdichterrad aus dem Innenradius  $r_i$  und dem Außenradius  $r_a$ .  $r_2$  wird so gewählt, daß die Eintrittsöffnung in zwei gleich große Flächen geteilt wird.



**Bild 4.8:** Strömung beim Eintritt in das Verdichterrad: nach dem Eintritt verlaufen die Stromlinien parallel zum Rotorblatt; Rezirkulationseffekte verringern den Eintrittsquerschnitt  $A_2$  auf  $A_{2v}$ .

woraus unmittelbar

$$r_2 = \sqrt{\frac{r_a^2 + r_i^2}{2}} \quad (4.19)$$

folgt. Verengungen des Strömungskanals durch Stall-Effekte (Rezirkulationen) am Eintritt in den Rotor [46, 47] (Bild 4.8), haben in Relation zum Modellierungsaufwand keinen nennenswerten Einfluß auf die Simulationsergebnisse gezeigt. Deshalb wurden diese Effekte vernachlässigt, um die Zahl der einzustellenden Parameter klein zu halten.

Beim Eintritt in den Rotor wird in der Regel das Gas nicht mit der optimalen Strömungsgeschwindigkeit und -richtung das Rad anströmen, sodaß bei diesem Übergang plötzlich die Strömungsrichtung geändert und damit Entropie erzeugt wird (Stoßverluste). Bild 4.8 zeigt die Geschwindigkeitsvektoren beim Eintritt in den Rotor. Der Anströmwinkel und die Schrägstellung

der Rotorblätter sind im Bild frei gewählt. Das Gas strömt mit der absoluten Geschwindigkeit  $\vec{C}_2$  in der an Position (2) lokalen  $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2\}$ -Ebene vor dem Rotor auf diesen zu. Mit Hilfe der Koordinatentransformationen aus Kapitel 3 kann der Geschwindigkeitsvektor aus dem lokalen  $\{1, 2, 3\}$ -System der Position (2) über die  $\{x, y, z\}$  in die (noch nicht bewegte)  $\{r, \varphi, z\}$ -Basis transformiert werden. Im Abstand  $r_2$  besitzt der Rotor eine Umfangsgeschwindigkeit von  $\vec{U}_2 = r_2 \omega_2 \vec{e}_\varphi$ . Die Relativgeschwindigkeit  $\vec{W}_2$  im bewegten  $\{r, \varphi, z\}$ -System wird dann

$$\vec{W}_2 = \vec{C}_2 - \vec{U}_2.$$

Die Vektoren  $\vec{W}_2$  und  $\vec{C}_2$  werden mit einer weiteren Transformation in das lokale  $\{1, 2, 3\}$ -System der Position (2\*) überführt. Da eine Strömung durch die Wand hindurch nicht möglich ist, muß der endgültige Geschwindigkeitsvektor in der  $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2\}$ -Ebene liegen. Hinzu kommt, daß die Strömungsgeschwindigkeit in  $\vec{e}_z$ -Richtung  $C_{z,2}$  bei konstanter Dichte des Gases ebenfalls erhalten bleiben muß. Der Endpunkt des gesuchten  $W_{2*}$ -Vektors liegt deshalb auf der Verbindungsgeraden  $\vec{x}(\lambda) = \vec{W}_2 + \lambda \vec{U}_2$ . Der Koeffizient  $\lambda$  wird so gewählt, daß  $\vec{x}(\lambda) \cdot \vec{e}_3 = 0$  gilt. Dann ist  $W_{2*} = \vec{x}(\lambda)$ .

Es liegt nahe, daß durch das Auftreffen des Gases auf die Rotorblätter kinetische Energie des Gases in Wärme gewandelt wird. Dieser Stoßverlust wird in der Literatur durch zwei Lösungsansätze berücksichtigt. Der erste geht davon aus, daß der Eintritt in den Rotor bei konstantem Druck geschieht. Im zweiten Ansatz wird angenommen, daß die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Rotorblatt vollständig vernichtet wird. Beide Ansätze führen zu einem fast identischen Ergebnis [48, 49, 50, 51, 52, 53], wobei nur relativ kleine Abweichungen aus dem Arbeitspunkt im Versuch verifiziert wurden.

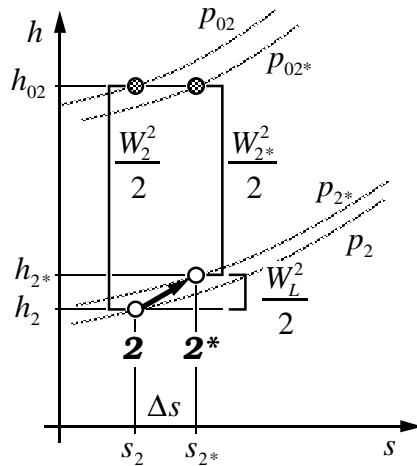
Im diesem Modell wird für die plötzliche Richtungsänderung beim Eintritt in den Rotor die Erhaltung des Massenstroms vorausgesetzt. Aus

$$\frac{\dot{m}_{2*}}{\dot{m}_{02}} = 1 = \frac{W_{2*} \rho_{2*} A_{2*}}{C_{z,2} \rho_{2*} A_{02}}$$

mit den Querschnittsflächen  $A_{02}$  in der Strömungsrichtung  $C_{z,2}$  und  $A_{2*}$  in der Strömungsrichtung  $W_{2*}$  sowie der geometrischen Beziehung

$$\frac{W_{2*}}{C_{z,2}} = \frac{A_{02}}{A_{2*}}$$

wird eine isochore Zustandsänderung gefordert. Die kinetische Energie der nicht realisierbaren Geschwindigkeit  $\vec{W}_L = \frac{1}{2}(\lambda \vec{U}_2)^2$  wird vollständig in Wärme gewandelt, die das Gas selbst wieder



**Bild 4.9:** Mollier-Diagramm zum Stoßverlust durch einen plötzlichen Richtungswechsel des Gases beim Eintritt in das Verdichterrad

aufnimmt. Die Enthalpie des Gases steigt um den vernichteten Energiebetrag an, der Druck nimmt entsprechend der isochoren Zustandsänderung zu:

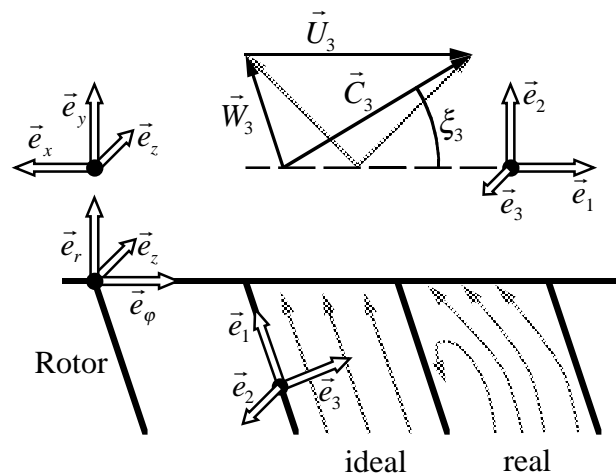
$$p_{2*} = p_2 \frac{T_{2*}}{T_2} = p_2 \frac{h_{\bar{c}, T_0}(h_{2*})}{h_{\bar{c}, T_0}(h_2)} \approx p_2 \left( 1 + \frac{W_L^2}{2h_2} \right).$$

Tatsächlich ist die Druckänderung selbst bei einer Vernichtung einer kinetischen Energie von z.B.  $\frac{1}{2}W_L = 0.5 \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$  so gering ( $< 1\%$ ), daß die Annahme eines konstanten Drucks berechtigt bleibt. Der Vorteil dieses Ansatzes besteht darin, daß er im Simulationsmodell korrekte Werte für den Enthalpie- und Entropiezuwachs sowie den Massenstrom liefert. Im Bild 4.9 ist das Mollier-Diagramm für diesen Zustandsübergang dargestellt.

#### 4.2.3 Übergang aus dem Rotor in den schaufellosen Ringraum

Die Strömung am Ausgang des Verdichterrades in den als schaufellosen Ringspalt ausgeführten Diffusor ist in der Praxis sehr stark von geometrischen Details und Wechselwirkungen mit dem Diffusor beeinflusst. Bei einer idealen Strömung wird angenommen, daß die Stromlinien am äußeren Rand des Verdichterrades nach wie vor parallel zu den Rotorschaukeln verlaufen (Bild 4.10). Die absolute Geschwindigkeit im gehäusefesten Koordinatensystem ergibt sich durch die vektorielle Addition der Relativgeschwindigkeit  $\vec{W}_3$  zur Umfangsgeschwindigkeit  $\vec{U}_3$  des Rotors.

In der Realität stehen die Rotorschaukeln nicht unendlich nahe beieinander und es kommt zur sogenannten Minderumlenkung, d.h. einer Abweichung der Richtung von  $W_3$  zur Schaufelrichtung. Diese wird in der Literatur durch den Schlupfkoeffizient (slip factor)  $\sigma = \frac{C_{\phi 3}}{C_{\phi 3, b}}$  berücksichtigt.



**Bild 4.10:** Strömung am Rotoraustritt: die reale Strömung ist mehr gegen die Drehrichtung geneigt, wodurch die Absolutgeschwindigkeit kleiner wird und mehr in radiale Richtung weist ( $\xi$  wird größer).

Es gibt unterschiedliche Ansätze, den Schlupf als Funktion der Rotorblattzahl, des Neigungswinkels der Rotorblätter, des Massendurchsatzes und der Drehzahl zu beschreiben. In [10] sind die verschiedenen Ansätze zusammengefaßt. Für  $\sigma$  sind Werte zwischen 0.8 und 0.95 zu erwarten. Die größeren Werte werden für eine große Anzahl von Schaufeln und flachere Anstellwinkel der Rotorblätter erreicht. Sofern aus Meßdaten oder Herstellerangaben Informationen zum Schlupf verfügbar sind, können sie im Modell verwendet werden.

Mit speziellen Simulationsprogrammen, die auf der numerischen Lösung der Differentialgleichungen beruhen, kann der Strömungsverlauf mit allen Details sehr gut berechnet werden. Jedoch ist für den Einsatzbereich dieses Modells die Modellierung dieser Strömungseffekte mit den dafür notwendigen, schwer zu bestimmenden Parametern nicht gerechtfertigt. Das Modell arbeitet unter der Annahme einer gleichförmigen, idealen Strömung. Verluste werden im Bereich des Diffusors konzentriert durch einen geschwindigkeitsabhängigen Strömungswiderstand modelliert. Dies stellt sicherlich eine sehr starke Vereinfachung gegenüber den realen Bedingungen dar, doch ist diese im Hinblick auf das gewünschte einfache Modell und dessen Anwendungsbereich akzeptabel.

#### 4.2.4 Drehmomentaufnahme des Verdichters

Die Ansaugluft tritt axial in das Verdichterrad ein und wird durch die Rotation radial nach außen gedrückt. Bei diesem Vorgang ändert sich der Drehimpuls  $L$  des Gases bezüglich der Rotorachse des Laders.

Da sich das Gas in der Regel weder beim Eintritt noch beim Austritt aus dem Rotor auf einer Kreisbahn bewegt, muß von der allgemeinen Definition des Drehimpulses für einen Massenpunkt  $dm$

$$d\vec{L} = \vec{r} \times d\vec{p} = \vec{r} \times (dm\vec{v}) \quad (4.20)$$

mit dem Ortsvektor  $\vec{r}$  von der Rotorachse zum Massenpunkt, dem Impulsvektor  $\vec{p}$  des Massenpunktes und seiner Bahngeschwindigkeit  $\vec{v}$  ausgegangen werden.

Im  $\{r, \varphi, z\}$ -Koordinatensystem ist  $\vec{r} = r_i \vec{e}_r$  und  $\vec{v} = \vec{C}_{i,\{r,\varphi,z\}}$  mit  $i = 2$  am Eintritt des Rotors und  $i = 3$  am Austritt des Rotors. Aus dem Kreuzprodukt folgt unmittelbar

$$d\vec{L}_i = dmr_i(C_{i,\varphi}\vec{e}_z - C_{i,z}\vec{e}_\varphi)$$

Da der Massenstrom über den Umfang des Rotors gleichmäßig verteilt ist und damit  $C_{i,z}(\varphi) = \text{const}$ , verschwindet bei der Integration über den Rotorumfang von  $\varphi = 0 \rightarrow 2\pi$  die Komponente in  $\vec{e}_\varphi$ -Richtung. Außerdem interessiert für das Drehmoment, das auf die Rotorachse in  $\vec{e}_z$ -Richtung wirkt, nur die entsprechende Komponente der Drehimpulsänderung.

Aus der allgemeinen Momentenbeziehung  $\vec{M} = \frac{d}{dt}\vec{L}$  entsprechend der *Eulerschen* Turbomaschinengleichung folgt unmittelbar das Drehmoment für den Rotor des Verdichters, wenn die Drehimpulsänderung des Gases zwischen Eintritt Position ② und Austritt Position ③ betrachtet wird. Es ist

$$M_v = \vec{M}_v \cdot \vec{e}_z = \frac{d}{dt}(\vec{L}_2 - \vec{L}_3) \cdot \vec{e}_z = \frac{dm}{dt}(r_2 C_{2,\varphi} - r_3 C_{3,\varphi}) \quad (4.21)$$

das vom Verdichter für die Enthalpieerhöhung aufgenommene Drehmoment in  $\vec{e}_z$ -Richtung, das regulär negativ ist. Durch die Berücksichtigung der realen Rotorgeometrie und der sich dadurch einstellenden Strömungsrichtungen weist das hier vorgestellte Verfahren eine akzeptable Güte auch in den Arbeitspunkten auf, die im transienten Betrieb z.B. beim Hochlauf des Turboladers oder sehr kleinen Ladeleistungen erreicht werden.

Nicht berücksichtigt wird in diesem Verdichtermodell das Radseitenreibungsmoment [54], das durch die Gasreibung zwischen der Rotortragscheibe und der Gehäusewandung entsteht. Dieses ist drehzahlabhängig und erhöht das vom Verdichter aufgenommene Drehmoment. Es kann in der Gesamtsimulation jedoch durch eine Erweiterung des Verlustkoeffizienten an der Welle des Laders berücksichtigt werden.

### 4.2.5 Freie Strömung im Diffusor

Bei der Strömung im Ringspalt des Diffusors verrichtet das Gas keine mechanische Arbeit, die Totalenthalpie bleibt deshalb erhalten. Für ein inkompressibles, reibungsfreies Fluid bleibt der Drehimpuls der Strömung bezogen auf die Rotorachse konstant. Daraus resultiert, daß bei konstanter Breite des unbeschauelten Ringraums überall im Ringspalt der Strömungswinkel  $\xi = \xi_3 = \xi_4$  konstant bleibt. Ein inkompressibles Fluid folgt einer logarithmischen Spirale, deren Länge mit

$$L_{34} = (r_4 - r_3) \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2 \xi}} \tan \xi \quad (4.22)$$

angegeben werden kann. Da jedoch mit der Luft ein kompressibles Medium den Spalt durchströmt, das außerdem durch die Wandreibung ein Drehmoment auf das Gehäuse überträgt, stellt sich ein kleinerer Strömungswinkel am Ausgang ein. Unter der Annahme, daß der Strömungswinkel linear zwischen der Position ③ und ④ variiert, wird

$$\xi(r) = \xi_0 + K_\xi r \quad (4.23)$$

wobei die Parameter  $\xi_0$  und  $K_\xi$  so eingestellt werden, daß

$$\xi(r_3) = \xi_3, \quad \xi(r_4) = \xi_4$$

gilt. Die Integration dieser Bahnkurve liefert die Streckenlänge

$$L_{34} = \frac{\ln \tan \frac{\xi_4}{2} - \ln \tan \frac{\xi_3}{2}}{K_\xi} \quad (4.24)$$

für beliebige Ein- und Austrittswinkel und  $K_\xi \neq 0$ . Liegen exakte Meßwerte für die Strömungsrichtung im Diffusor bei verschiedenen Arbeitspunkten vor, kann die Funktion  $\xi(r)$  und die resultierende Streckenlänge  $L_{34}$  entsprechend angepaßt werden. Die verwendete Näherung reicht aus, um die Strömungsverluste in Abhängigkeit des Einstromwinkels  $\xi_3$  darzustellen.

Problematisch ist der Betrieb des Verdichters in der Nähe der Pumpgrenze. Sie grenzt das Verdichterkennfeld in Richtung kleiner Massenströme ab. Der Pumpvorgang, der durch niederfrequent oszillierende Rückströmungen durch den Verdichter gekennzeichnet ist, setzt stochastisch ein und kann bisher nicht im voraus diagnostiziert werden. Durch die Rückströmung entgegen der Drehrichtung des Rotors werden alle angekoppelten Aggregate sowie der Verdichter selbst extremen mechanischen und thermischen Belastungen ausgesetzt. Bei hoher Verdichterleistung kann bereits ein einziger Pumpstoß die Rotorblattspitzen des Verdichters signifikant verformen.

Jeglicher Betrieb jenseits der Pumpgrenze ist nicht zulässig. Durch besondere Maßnahmen im Bereich des Rotors und Gehäuses des Verdichters kann die Pumpgrenze zu kleineren Massenströmen hin verschoben werden. Der Zusammenbruch der Strömung deutet sich aber schon im normalen Kennfeldbereich dadurch an, daß z.B. im Diffusor begrenzte Zonen entstehen, in denen die Strömung abreißt. Da diese Zonen um den Rotor mit einer eigenen, von der Laderdrehzahl unabhängigen Umlaufgeschwindigkeit und Richtung kreisen, wird dieser Abriß auch „rotating stall“ genannt. Begünstigt wird die Ausbildung dieser Zonen durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten und flache, pulsierende Anströmungswinkel im Diffusor. In den Arbeiten [46, 47] werden diese Effekte detailliert untersucht.

Die Verluste, die im Ringspalt durch verschiedene Strömungseffekte entstehen, werden in diesem Modell vereinfachend aber ausreichend genau durch einen zusätzlichen Widerstandsbeiwert  $\zeta_s$  beschrieben. Bezogen auf die Strömungsgeschwindigkeit entlang des Stromfadens beim Eintritt in den Ringspalt, setzt dieser Verlustbeitrag oberhalb einer bestimmten Machzahl  $M_{max}$  ein und nimmt mit steigender Geschwindigkeit zu. Für das Modell wird der zusätzliche Druck- bzw. Enthalpieverlust durch die Funktion

$$h_s = \begin{cases} 0.0 & M < M_{max} \\ \zeta_s \frac{M - M_{max}}{1 - M_{max}} & M \geq M_{max} \end{cases} \quad (4.25)$$

ausreichend genau beschrieben.  $M$  ist die Machzahl der Strömung beim Eintritt in den Ringspalt und  $\zeta_s$  der zusätzliche Widerstandsbeiwert für die Strömung.

Die Wandreibungsverluste  $h_{loss}$  aus der unterlagerten adiabaten Strömungsrechnung werden dazu verwendet, eine mittlere Reibungskraft über der Streckenlänge und daraus ein mittleres Reibungsmoment gegen die Wand des Ringspaltes zu berechnen. Damit kann eine Abschätzung für die Impulsdifferenz zwischen Ein- und Ausgang gewonnen werden. Diese beeinflusst den Abströmwinkel  $\xi_4$  und damit auch die Streckenlänge.

Ein Gleichungslöser verändert bei der Berechnung dieses Streckenabschnitts den Austrittswinkel  $\xi_4$  solange, bis die Momenten-Impulsbilanz erfüllt wird. In jedem Iterationsschritt wird mit dem Ansatz für eine adiabate Strömung (s.o.) die Austrittsgeschwindigkeit  $C_4$  gesucht, die die Massenbilanz erfüllt. Dabei werden die Enthalpieverluste durch Stall und Wandreibung berücksichtigt.



#### 4.2.6 Zusammenfassung des Verdichtermodells

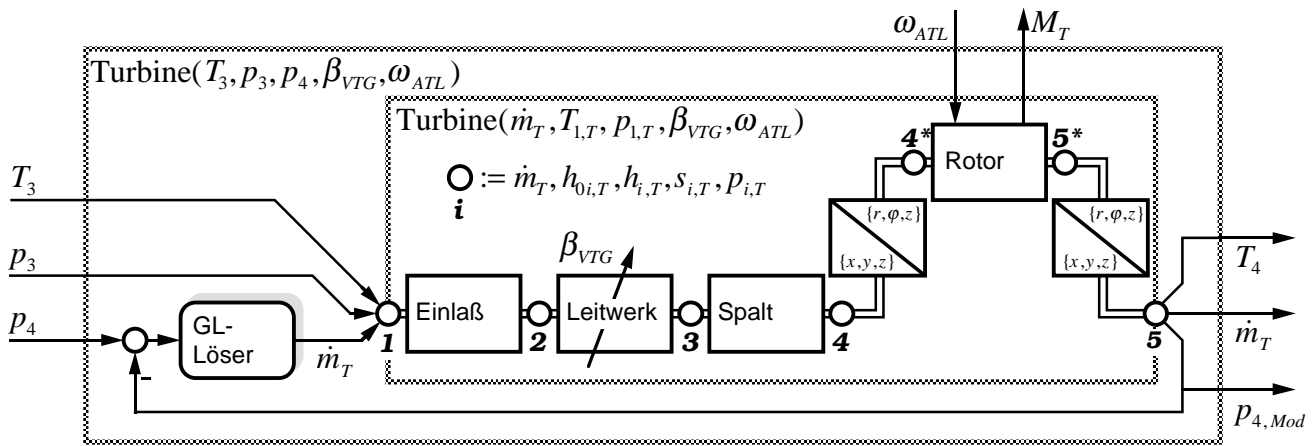
Das Verdichtermodell wird in einzelne Streckenabschnitte untergliedert. Diese Teilmodelle basieren im wesentlichen auf der Berechnung einer adiabaten Strömung unter Berücksichtigung strömungsabhängiger Verluste. Die Zustandsgrößen Entropie, Enthalpie und die Strömungsgeschwindigkeit dienen der Kopplung der einzelnen Teilmodelle. Neben den Koordinatentransformationen beim Übergang in den Rotor und in den Diffusor werden wichtige Strömungsphänomene in einfacher Form berücksichtigt. Dazu zählen der Stoßverlust durch Fehlanströmung, „rotating stall“ und Wandreibung. Durch eine Variation des Massenstroms, der in allen Teilmodellen gleich groß sein muß, werden die Teilmodelle auf die Eingangsgrößen des Verdichtermodells eingestellt.

### 4.3 Modell der Turbine

Das Modell der Turbine (Bild 4.11) läßt sich zunächst wieder in ein inneres und äußeres Turbinenmodell untergliedern, womit die Anpassung der verwendeten Ein- und Ausgänge zwischen der Turboladersimulation und der (übergeordneten) Motorsimulation realisiert wird. Während beim inneren Turbinenmodell der Massenstrom  $\dot{m}_T$  eingeprägte Größe ist, ist dieser zusammen mit dem Massenstrom der Abgasrückführung die Eingangsgröße für das Behältermodell des Abgaskrümmers der Motorsimulation. Dieses liefert wiederum den Abgasdruck  $p_3$ , der aber auch Ausgangsgröße des (inneren) Turbinenmodells ist. Das äußere Turbinenmodell vertauscht durch den Einsatz eines Gleichungslösers (Verfahren nach Brent, [42]) die Informationsflußrichtung von  $\dot{m}_T$  und  $p_3$ , sodaß die Kopplung des Turbinenmodells mit dem Motormodell möglich wird.

Die einzelnen Teilmodelle des inneren Turbinenmodells zeigt Bild 4.11. Entsprechend zum Verdichtermodell sind auch hier die charakteristischen Streckenabschnitte (vgl. Bild 3.3 auf Seite 59) den einzelnen Teilmodellen zugeordnet.

Das erste Teilmodell **Einlaß** modelliert die adiabate Zustandsänderung des Abgases vom Eintritt Position ① ins Turbinengehäuse bis in die engste Stelle zwischen den Leitschaufeln Position ②. Der adiabate Zustandsübergang wird mit demselben Verfahren nachvollzogen, das auch beim Verdichter angewendet wird. Im Teilmodell **Leitwerk** werden aus der Leitschaufelstellung  $\beta_{VTG}$  mit einem vereinfachten geometrischen Modell die Randbedingungen im Punkt ③ ermittelt. Die Strömungsrichtung und -geschwindigkeit des Abgases sind in diesem Bereich durch die Stellung der Leitschaufeln und den daraus resultierenden Strömungsquerschnitt bestimmt. Das fol-



**Bild 4.11:** Blockschaltbild der Turbine. Auch dieses Modell ist in ein äußeres und inneres Modell gegliedert. An jeder Position  $i$  sind alle Zustandsgrößen verfügbar.

gende Teilmodell **Spalt** ist äquivalent zum Ringspalt des Diffusors im Verdichter aufgebaut. Bis zur Position ④ bleibt unter Berücksichtigung der Wandreibungsverluste der Drehimpuls des Gases erhalten. Die Eintritts- und Austrittshalbmesser  $r_3(\beta_{VTG})$  und  $r_4$  liegen nur wenige Millimeter auseinander, sodaß auf die Modellierung besonderer turbulenter Effekte verzichtet wird. An der Position ④ tritt das Gas in den Turbinenrotor ein. Neben der Umrechnung in das bewegte Koordinatensystem treten Stoßverluste dadurch auf, daß die zum Rotor tangentielle Geschwindigkeit  $C_{\varphi,4}$  eine Differenz zur Umfangsgeschwindigkeit  $U_4$  des Rotors aufweist. Die Strömung im Rotor von Position ④\* nach ⑤\* wird im bewegten Koordinatensystem als adiabater Übergang dargestellt. Durch die Rücktransformation ins absolute Koordinatensystem am Rotorausgang erhält man schließlich die Drehimpulsänderung des Abgases und das an den Rotor abgegebene Drehmoment.

Auch die Berechnung der Turbine erfolgt wie beim Verdichtermodell in zwei Schritten. Die Kopplungsgrößen zu den am Turbolader anschließenden Modellen sind Temperaturen und Drücke. Der Massenstrom, der die verbindende Eingangsgröße des inneren Turbinenmodells ist, wird von einem Lösungsalgorithmus so lange variiert, bis die Zustände an den Schnittstellen des Modells erreicht werden. So wird der Massenstrom auch zur Ausgangsgröße des Turbinenmodells.

#### 4.3.1 Geometrie der Leitschaufeln

Die verstellbaren Leitschaufeln des untersuchten Turboladers sind  $N$  kleine, symmetrische Schaufelprofile, deren Drehachse in der Nähe des Schwerpunkts der Querschnittsfläche liegt. Mit diesem Schaufelprofil werden Turbulenzen und Verluste durch die Lenkung der Strömung minimiert. Für

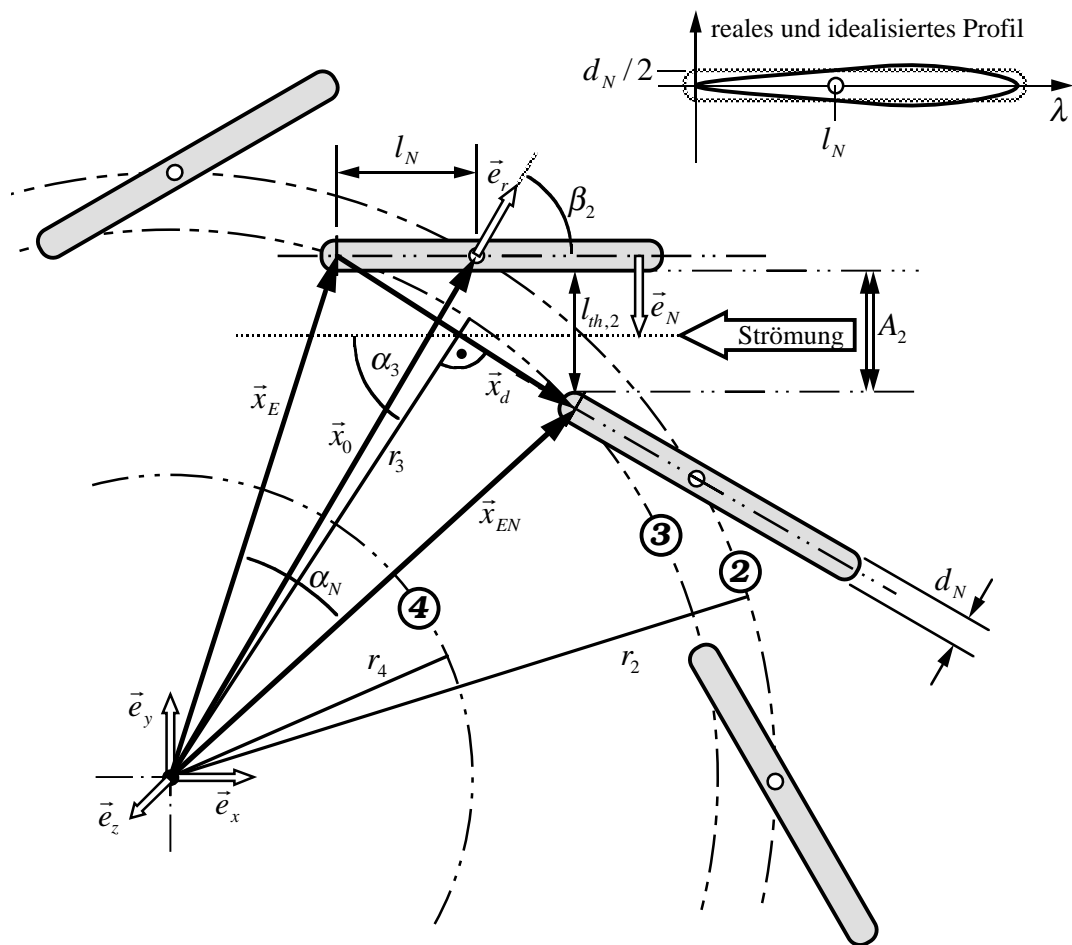


Bild 4.12: Geometrisches Modell der verstellbaren Leitschaufeln

die Berechnung der Querschnittsfläche des Strömungskanals  $A_2$  und der Strömungsrichtung  $\xi_2$  in Abhängigkeit der Schaufelstellung  $\beta_{VTG}$  wird eine Schaufel angenommen, deren Ober- und Unterseite parallel zueinander im Abstand  $d$  verlaufen. Im realen Turbinengehäuse sind mit dem gleichen Radius  $r_2$  zur Wellenachse sowohl die Drehpunkte der Schaufel als auch drei Abstands- und Verbindungshülsen plazierte (Bild 3.4). Dadurch wird auf dem Umkreis der Position ② die gleichmäßige Abfolge alle zwei bis drei Schaufeln durch eine Abstandshülse gestört. Weil diese Hülsen im Modell nicht berücksichtigt werden und trotzdem der Abstand zweier benachbarter Schaufeln zur Berechnung verwendet werden soll, ergibt sich aus der Summe der  $N$  Schaufelabstände nicht der Umfang  $2\pi r_2$ .

Bild 4.12 zeigt die zur Berechnung benötigten Vektoren an dem vereinfachten geometrischen Modell. Ausgehend von der Rotorachse als Ursprung des Koordinatensystems weist der Vektor  $\vec{x}_0$  auf den Drehpunkt einer beliebigen Schaufel. Der Einheitsnormalenvektor  $\vec{e}_N$  steht senkrecht auf

der dem Rotor zugewandten Unterseite einer Leitschaufel. Damit liegen alle Punkte  $\vec{x}$  mit

$$(\vec{x} - \vec{x}_0) \vec{e}_N = 0 \quad (4.26)$$

auf der Symmetriegeraden der Schaufel.  $\vec{x}_E$  ist der Ortsvektor zum inneren Schaufelende, das den Abstand  $l_N$  vom Drehpunkt der Schaufel hat. Durch Multiplikation mit der Drehmatrix

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_N & \sin \alpha_N & 0 \\ -\sin \alpha_N & \cos \alpha_N & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

mit dem Drehwinkel  $\alpha_N$  erhält man den Ortsvektor  $\vec{x}_{EN}$  zum inneren Ende der benachbarten Schaufel. Der Differenzvektor

$$\vec{x}_d = \vec{x}_{EN} - \vec{x}_N = (\mathbf{R} - \mathbf{I}) \vec{x}_N \quad (4.28)$$

wird in die Normalenrichtung  $\vec{e}_N$  projiziert und um die Schaufeldicke  $d$  reduziert. Damit erhält man den kleinsten Abstand  $l_{th,2}$  zwischen den Schaufeln. Die Querschnittsfläche  $A_2$ , die für die Strömung zur Verfügung steht, ergibt sich aus

$$A_2 = N l_{th,2} b_2 \quad (4.29)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Schaufelzwischenräume und  $b_2$  die Ausdehnung des Spaltes in  $\vec{e}_z$ -Richtung ist.

Die Strömungsrichtung  $\xi_3 = \frac{\pi}{2} - \alpha_3$  im lokalen Koordinatensystem der Position **3** ergibt sich aus dem Winkel zwischen  $\vec{x}_d$  und  $\vec{e}_N$  und gilt für einen Stromfaden in der Mitte des Strömungskannels. Der Winkel  $\alpha_3$  weicht insbesondere für kleine Stellwinkel  $\beta_2$  von diesem ab, da der Abstand der Leitschaufeln immer mehr Einfluß gewinnt. Leitschaufeln des Versuchsladers ergaben eine gute Übereinstimmung der Rechnung mit der Realität. In dem geometrischen Modell könnte auch das Schaufelprofil berücksichtigt werden, doch lohnt der zusätzliche Aufwand nur für Betriebsarten, in denen die VTG des Turboladers als Retarder verwendet wird und fast vollständig geschlossene Leitschaufelstellungen angefahren werden. Die Dicke der Schaufeln muß für das erweiterte Modell als Funktion über dem Abstand von der Drehachse der Schaufel vermessen werden.

### 4.3.2 Ringspalt und Eintritt in den Rotor

Nachdem das Abgas die verstellbaren Leitschaufeln verlassen hat, strömt es auf dem Weg zum Rotor zunächst durch einen Ringspalt. Der Außendurchmesser dieses Spalts ergibt sich aus der

Stellung der Leitschaufeln. Die Modellierung und Rechnung dieses Abschnitts erfolgt analog zum Ringspalt im Verdichter auf der Basis des Impulserhaltungssatzes und strömungsbedingter Wandreibung.

Der nächste wichtige Punkt bei der Berechnung der Strömung ist der Eintritt in den Turbinenrotor. Hierbei ist zu beachten, daß die äußeren Enden der Rotorblätter um zwei Winkel aus der radialen, achsparallelen Richtung geneigt sind. Nachdem das Gas in den Rotor eingetreten ist, kann sich nur eine Strömung einstellen, die parallel zur Oberfläche der Rotorblätter liegt. Die Strömungsrichtung auf dieser Fläche ist durch die Rotorrückwand und das Turbinengehäuse begrenzt. Ähnlich zum Eintritt in den Verdichterroter werden auch hier die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Oberfläche des Rotorblattes als Stoßverlust betrachtet und in eine Entropieerhöhung umgerechnet. Dies ist insofern von Bedeutung, da an dieser Stelle die Drehzahlabhängigkeit des Turbinenmodells entscheidend beeinflußt wird. Die Verluste werden minimal, wenn das einströmende Gas keine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den rotierenden Rotorblättern besitzt. Sie vergrößern sich mit zunehmender Geschwindigkeitsdifferenz.

### 4.3.3 Drehmomentabgabe der Turbine

Das Abgas tritt radial in das Turbinenrad ein und wird entgegen des durch die Rotation bedingten Kraftfeldes zur Rotorachse hin gedrückt. Es erfährt eine Richtungsänderung und strömt schließlich axial aus der Turbine aus. Bei diesem Vorgang ändert sich der Drehimpuls  $\vec{L}$  des Gases bezüglich der Rotorachse des Laders.

Da das Gas in der Regel weder beim Eintritt noch beim Austritt aus dem Rotor auf einer Kreisbahn bewegt wird, muß analog der Drehmomentberechnung für den Verdichter, Gl. (4.20), von der allgemeinen Definition des Drehimpulses für einen Massenpunkt  $dm$  ausgegangen werden.

Mit den Indizes  $i = 4$  am Eintritt des Rotors und  $i = 5$  am Austritt folgt unmittelbar das aus der Enthalpie des Abgases umgesetzte Drehmoment für den Rotor der Turbine, wenn die Drehimpulsänderung des Gases zwischen Eintritt Position ④ und Austritt Position ⑤ betrachtet wird. Es ist

$$M_t = \vec{M}_t \cdot \vec{e}_z = \frac{d}{dt}(\vec{L}_4 - \vec{L}_5) \cdot \vec{e}_z = \frac{dm}{dt}(r_4 C_{4,\varphi} - r_5 C_{5,\varphi}) \quad (4.30)$$

das von der Turbine abgegebene Drehmoment in  $\vec{e}_z$ -Richtung, das regulär positiv ist. Dabei ist  $C_{4,\varphi}$  die zum Rotor tangential Geschwindigkeitskomponente des Abgases unmittelbar vor Eintritt in

den Rotor, die wesentlich durch Massenstrom und Leitschaufelstellung beeinflusst wird, und  $C_{5,\varphi}$  die zum Rotor tangential Restgeschwindigkeit des Abgases unmittelbar nach dem Austritt aus dem Rotor.

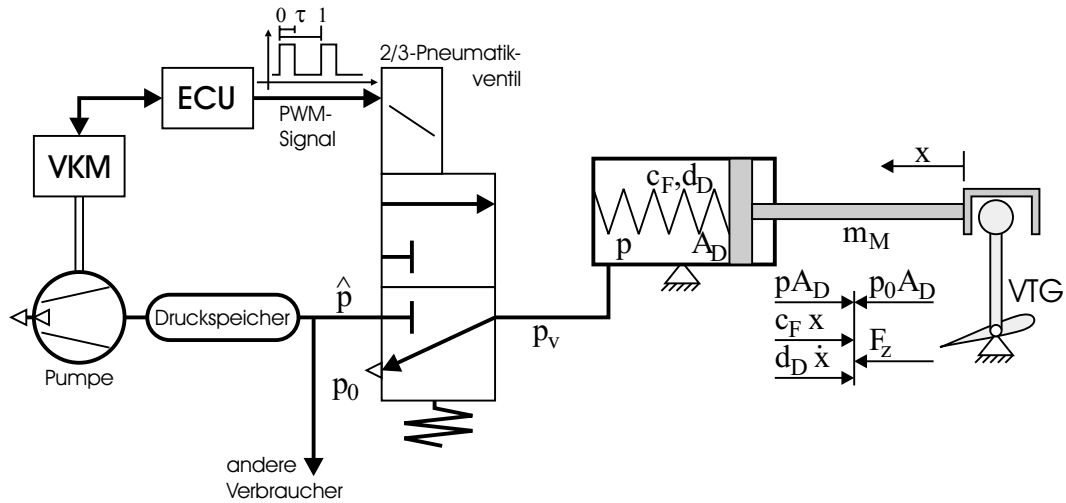
Auch bei der Turbine wird das Radseitenreibungsmoment zwischen der Rückseite der Rotor-tragscheibe und der Gehäusewand der Turbine, das letztlich die Drehmomentabgabe der Turbine vermindert, in diesem Teilmodell vernachlässigt. Es kann in der Gesamtsimulation jedoch durch eine Erweiterung des Verlustkoeffizienten an der Welle des Laders berücksichtigt werden.

#### 4.3.4 Zusammenfassung des Turbinenmodells

Das Turbinenmodell wird in einzelne Streckenabschnitte untergliedert. Diese Teilmodelle basieren im wesentlichen auf der Berechnung einer adiabaten Strömung unter Berücksichtigung strömungsabhängiger Verluste. Die Zustandsgrößen Entropie, Enthalpie und die Strömungsgeschwindigkeit dienen der Kopplung der einzelnen Teilmodelle. Neben den Koordinatentransformationen beim Übergang in den Rotor und in den Auslaßkanal werden wichtige Strömungsphänomene in einfacher Form berücksichtigt. Dazu zählen die Lenkung der Strömung durch die variable Geometrie und der Stoßverlust durch Fehlanströmung des Rotors sowie Verluste durch Wandreibung. Durch eine Variation des Massenstroms, der in allen Teilmodellen gleich groß sein muß, werden diese auf die Eingangsgrößen des Turbinenmodells eingestellt.

### 4.4 Modell des VTG Stellglieds

Bei den Turboladern mit verstellbarer Geometrie oder einem Abblasventil (Bypass, Wastegate) in der Turbine sind pneumatische Stellantriebe Ausstattungsstandard. Neben den extrem niedrigen Kosten für einen solchen Antrieb sind die Robustheit der rein mechanischen Ausführung gegen hohe Temperaturen und starke Vibrationen ausschlaggebende Kriterien. Während in den ersten Versionen direkt der Ladedruck zur Verstellung des Abblasventils und damit zur ausschließlichen Ladedruckbegrenzung verwendet wurde, ist in Verbindung mit mikroprozessorbasierten Motorsteuerungen meistens ein elektrisch getaktetes 3/2 Pneumatikventil im Einsatz. Dieses schaltet abwechselnd Überdruck oder Unterdruck aus dem Druckspeicher des Fahrzeugs und den Umgebungsdruck  $p_0$  auf die Druckdose der Stelleinrichtung. Aus dem Taktverhältnis und den am Steller angreifenden Kräften ergibt sich durch die extreme Tiefpaßwirkung des Stellglieds eine Position



**Bild 4.13:** Schema des pneumatischen Antriebs der VTG: Das pulsweitenmodulierte (PWM) Signal schaltet ein Magnetventil, mit dem abwechselnd der Unterdruck  $\hat{p}$  aus dem Unterdruckspeicher des Fahrzeugs und der Umgebungsdruck  $p_0$  auf die Druckdose geführt werden.

für Abblasventil oder Leitschaufeln. Eine Positionsrückmeldung und -regelung ist üblicherweise nicht vorgesehen.

#### 4.4.1 Dynamik des mechanischen Antriebs außerhalb der Turbine

Da der Stellhebel an der Druckdose nur von der Membran und der Rückstellfeder gehalten und geführt wird, ist in diesem Teil der Mechanik bis zum angekoppelten Stellhebel an der Turbine weder Spiel noch Reibung vorhanden.

Die stationäre Kraft  $F_M$  auf die Membran ergibt sich aus

$$F_M = -c_F x + A_D(p_0 - p) + F_z \quad (4.31)$$

wobei  $x$  die Auslenkung aus der Ruhelage,  $c_F$  die Federkonstante der Rückstellfeder,  $A_D$  die Querschnittsfläche der Membran,  $p_0$  der Umgebungsdruck und  $p \leq p_0$  der Druck in der Dose ist, Bild 4.13.  $F_z$  ist eine externe Kraft, die seitens der VTG auf den Steller wirkt. Ist  $m_M$  die Masse der Membran mit angeflanschter Steuerstange und  $d_D$  die pneumatische Dämpfung der Membranbewegung in der Druckdose, so ergibt sich mit

$$\begin{aligned} m_M \ddot{x} &= F_M - d_D \dot{x} \\ \frac{m_M}{c_F} \ddot{x} + \frac{d_D}{c_F} \dot{x} + x &= \frac{A_D}{c_F} (p_0 - p) + \frac{1}{c_F} F_z \end{aligned} \quad (4.32)$$

die Differentialgleichung zweiter Ordnung für die Bewegung der Steuerstange. Daraus läßt sich unmittelbar

$$G_M(s) = \frac{x(s)}{p(s)} = \frac{K_M}{1 + \frac{2D}{\omega_0}s + \frac{1}{\omega_0^2}s^2} \quad (4.33)$$

die Druck-Weg-Übertragungsfunktion der Mechanik (M) mit dem Verstärkungsfaktor  $K_M = -A_D/c_F$ , der Kennkreisfrequenz  $\omega_0 = \sqrt{c_F/m_M}$  und der dimensionslosen Dämpfung  $D = d_D/(2\sqrt{c_F m_M})$  ableiten. Da bei den eingesetzten Druckdosen die Federkräfte sehr groß sind aber trotzdem kaum eine (abklingende) Schwingung nach einer Sprunganregung zu beobachten ist, liegt die Vermutung nahe, daß die Dämpfung des Systems immer noch so groß ist, daß die Einschwingvorgänge für den realen Betrieb keine Rolle spielen. Tatsächlich ist das vorgeschaltete pneumatische System dominant.

#### 4.4.2 Dynamik des pneumatischen Antriebs

Das elektrisch gesteuerte 3/2 Wegeventil wird von der Motorsteuerung mit einem pulsweitenmodulierten Signal (PWM) fester Frequenz (typabhängig  $\approx 150 \dots 300$  Hz) angesteuert, die Schaltzeit kann aufgrund kleiner Schaltwege und hoher Ansteuerleistung vernachlässigt werden. Für die Modellierung des Drucks in der Druckdose als Funktion des PWM-Signals wird deshalb ein Speicher erster Ordnung verwendet, sodaß

$$G_p(s) = \frac{p(s)}{p_v(s)} = \frac{1}{1 + T_1 s} \quad (4.34)$$

wird, wobei  $p_v$  der getaktete Druck hinter dem Magnetventil ist. Mit der Periodendauer  $T$  und der Einschaltdauer  $\tau_v = T_{Ein}/T \in [0 \dots 1]$  ist

$$p_v(s) = p_0 + (\hat{p} - p_0) \frac{1 - e^{-s\tau_v T}}{s(1 - e^{-sT})} \quad (4.35)$$

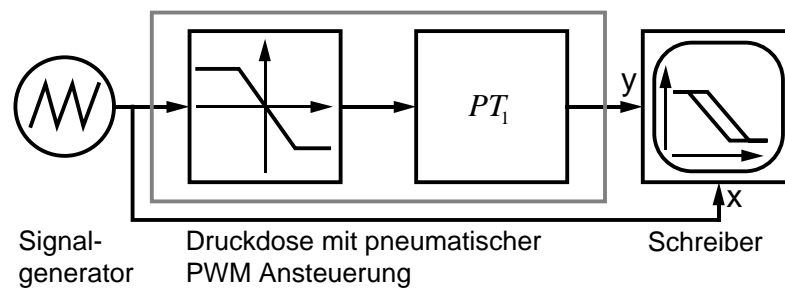
bzw. bei ausreichender Tiefpaßfilterung

$$\bar{p}_v(s) = p_0 + \tau_v(\hat{p} - p_0) \quad (4.36)$$

Darin ist jeweils  $p_0$  der Umgebungsdruck und  $\hat{p}$  der Vordruck aus dem Unterdruckspeicher (typ- und drehzahlabhängig  $300 \dots 850$  hPa absolut).

Soll nun das Taktverhältnis  $\tau_v$  als Eingangsgröße für die Stellerposition Verwendung finden, muß bei der Modellierung die maximal mögliche Totzeit berücksichtigt werden, die durch die





**Bild 4.14:** Versuchsaufbau zur Identifikation des VTG-Stellantriebs.

Pulsweitenmodulation des Taktsignals entsteht (typabhängig 3...7 ms). Diese ist im Extremfall genau eine Taktperiode. Damit wird

$$G_{p,T}(s) = \frac{p(s)}{\tau_v(s)} = \frac{\tau_v(\hat{p} - p_0)}{1 + T_1 s} e^{-T_i s} \quad (4.37)$$

#### 4.4.3 Identifikation des externen Stellantriebes

Die Position des Stellers ist durch das pulsweitenmodulierte Drucksignal und die externe Krafteinwirkung  $F_z$  bestimmt. Ohne eine Rückführung der Position ist kein Rückschluß auf die tatsächliche Position und damit Funktion der VTG möglich. Die Druckdose als Steller arbeitet spiel- und reibungsfrei und ist durch die Ansteuerung mit einem PWM Signal mit einer vernachlässigbaren Totzeit behaftet. Dem gegenüber stehen die Eigenschaften der Verstelleinrichtung der VTG.

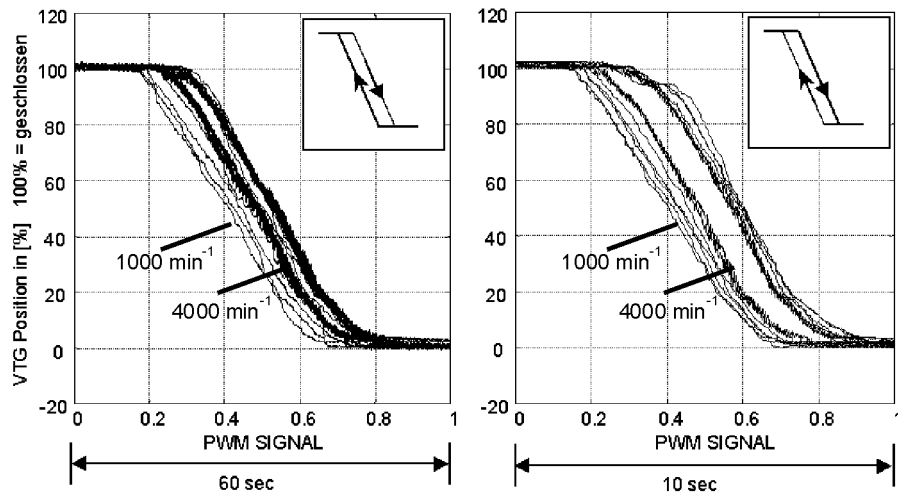
Aus der Ansteuerung der PWM mit einem symmetrischen Dreieck-Signal (0...100%)

$$\tau_v(s) = \frac{1 - e^{-sT}}{(1 + e^{-sT}) \cdot s^2} \quad (4.38)$$

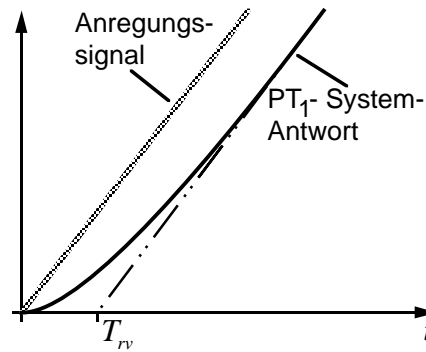
mit unterschiedlichen Rampenzeiten ( $T = 60$  und  $10$  s) wurde die Position der Steuerstange gemäß Bild 4.14 aufgezeichnet. Das Ergebnis ist in Bild 4.15 dargestellt.

Aus dieser Messung geht folgendes hervor:

1. Die Stellgeschwindigkeit ist drehzahlabhängig, insbesondere für niedrige Drehzahlen und den Schließvorgang ist die Abhängigkeit besonders groß. Die Erklärung dafür liegt in der vom Motor angetriebenen Unterdruckpumpe, die erst bei höheren Drehzahlen genügend Unterdruck bereitstellen kann, um die VTG schnell zu schließen.
2. Der Ansteuerbereich des PWM-Signals wird nicht voll ausgeschöpft. Nur PWM Signale mit ca. 30...70% des Taktverhältnisses können in eine Steuerstangenposition umgesetzt



**Bild 4.15:** VTG-Position in Abhängigkeit von der Rampensteilheit des Steuersignals und der Motordrehzahl.



**Bild 4.16:** Interpretation der Rampenantwort des VTG Stellgliedes als  $PT_1$ -Strecke

werden. Dadurch ergibt sich aber eine Leistungsreserve für die dynamischen Ansteuerung der Pneumatik.

- Die Antwort des Systems auf die Rampen- bzw. Dreieck-Anregung ist eine entsprechend verzögerte Rampe (vgl. Bild 4.16). Der Zeitverzug beträgt bei dem vorliegenden Stellglied  $T_{rv} \approx 0.7$  s. Dies legt die Modellierung der gesamten Ansteuerung als  $PT_1$ -System mit  $T_{rv}$  als Zeitkonstante nahe, was auch den Ergebnissen in [55, 56] entspricht.

$$G_{SA}(s) = \frac{x(s)}{\tau_v(s)} = \frac{K_{SA}}{1 + T_{rv}s} \quad (4.39)$$

- Die Reproduzierbarkeit der Position ist trotz langsamer Stellgeschwindigkeit sehr gut. Dies bestätigt die Annahme, daß der mechanische Teil des Steuersystems weitgehend reibungsfrei arbeitet.

#### 4.4.4 Reibung und Lose im Stellantrieb in der Turbine

Die extremen Betriebsbedingungen an der Turbine erfordern besondere Maßnahmen zur Sicherstellung der Funktion. Neben einem Hitzeschild zwischen Turbinenrad und Stellmechanik sind sehr lockere Passungen für die Lagerbuchsen, Führungsnuten im Stelling und der Führung des Stellrings realisiert. Bei einer in Mittenstellung blockierten Leitschaufel und gereinigter Stellmechanik läßt sich der von der Druckdose betätigte Steuerhebel immer noch um 10% des Stellwegs bewegen. Rußablagerungen in allen Bereichen der Stellmechanik bewirken eine Schmierung der Lagerstellen und eine Verkleinerung des Spiels. Dieser positive Effekt ist aber abhängig von den Betriebsbedingungen Temperatur, Rußanteil im Abgas, Stellhäufigkeit und Vibration des Ladergehäuses.

Die reale Position der Leitschaufeln in der Turbine kann trotz exakter Vorgabe eines Stellwegs im Betrieb nicht gemessen und somit auch nicht genau geregelt werden. Das Einstellen einer vorbestimmten VTG Stellung ist mit den geschilderten Randbedingungen im Bereich der inneren Mechanik nicht sicher möglich. Bei der Konstruktion der VTG wird in der Regel darauf geachtet, daß der Drehpunkt der Leitschaufeln so plaziert wird, daß die Leitschaufeln kein Drehmoment durch die Anströmung des Abgases erfahren. Insbesondere bei der Nutzung der VTG als Retarder im Nutzfahrzeug sind die Abgaskräfte auf die geschlossenen Leitschaufeln so groß, daß der Stellmechanismus leicht aus der gewünschten Position weggedrückt werden könnte. Durch die drehmomentneutrale Aufhängung wird aber auch eine Vorspannung der Leitschaufeln verhindert. Lediglich die Endpositionen lassen sich gut mit dem pneumatischen Stellglied einstellen. Die Blockierung der Mechanik im Störfall kann nur aus Sekundärsignalen, wie z.B. dem Ladedruck, erkannt werden.

Die Regelung der Stellerposition [56, 57] hingegen ist möglich und kann Krafterückwirkungen seitens der VTG-Mechanik in gewissen Grenzen kompensieren. Mit einer solchen Regelung kann die Stellgeschwindigkeit der VTG deutlich verbessert werden.

Für die Ansteuerung eines Abblasventils gilt trotz wesentlich einfacherer Stellmechanik das gleiche. Das extreme Spiel ist in der Aufhängung des Ventiltellers zu finden. Diese muß zwischen der Drehbewegung des Stellhebels und der linearen Bewegung des Ventils aus dem Ventilsitz den Ausgleich schaffen.

#### 4.4.5 Zusammenfassung des VTG Stellgliedes

Das VTG-Stellglied bestehend aus einem getakteten elektrischen Wegeventil und einer Druckdose wurde in verschiedene Teilmodelle aufgespalten. Die Dynamik des mechanischen Antriebs außerhalb der Turbine ist aufgrund hoher Federsteifigkeiten und geringer bewegter Masse in dem interessanten niederen Frequenzbereich als reines Proportionalglied zu modellieren. Das dynamische Verhalten des pneumatischen Antriebs ist als Tiefpaß erster Ordnung mit einer Zeitkonstanten in der Größenordnung von 0.7 s ausreichend genau beschrieben.

Eingang des Systems ist das Taktverhältnis, Ausgang die Stellhebelposition. Störgrößen sind der zur Verfügung stehende Stelldruck, der von der Motordrehzahl abhängig ist, und Kraftrückwirkungen aus der Turbine auf die VTG-Mechanik. Somit ist mit der Übertragungsfunktion nach Gl. (4.39)

$$G_{SA}(s) = \frac{x(s)}{\tau_v(s)} = \frac{K_{SA}}{1 + T_{rv}s}$$

das dynamische Verhalten des Stellglieds ausreichend genau beschrieben.

Während das VTG-Stellglied reproduzierbare Stellergebnisse liefert, läßt das Spiel von fast 10% im Inneren des Turbinengehäuses keine genauen Rückschlüsse auf die Leitschaufelposition zu.

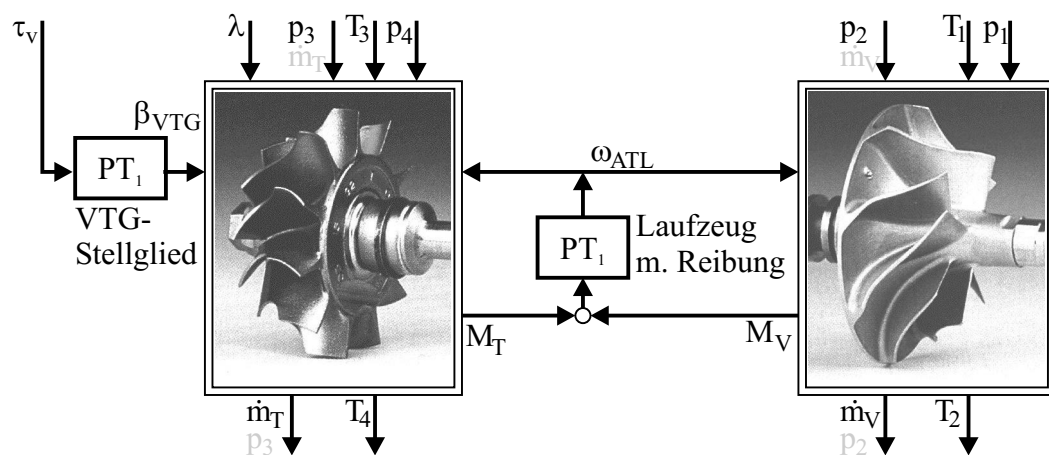
### 4.5 Dynamisches Modell des Turboladers

In diesem Kapitel wurde das dynamische Modell des Turboladers mit variabler Turbinengeometrie (VTG) vorgestellt. Es läßt sich in die Einzelkomponenten Laufzeug und VTG-Stellantrieb, die jeweils  $PT_1$ -Verhalten aufweisen, sowie Systeme von statischen, thermodynamischen, nichtlinearen Gleichungen für Turbine und Verdichter unterteilen, Bild 4.17.

Die thermodynamischen Teilsysteme für Turbine und Verdichter beruhen auf Entropie/Enthalpie Gleichungen und berücksichtigen einfache strömungsdynamische Effekte, wie z.B. Wandreibung, Stoßverlust oder Stall.

Drehmomentverluste durch Lagerreibung und Radseitenreibung werden als additive Größe drehzahlabhängig im Wellenmodell konzentriert.

Das Modell wird durch geometrische Parameter (Radien, Querschnitte, Spaltbreiten, Strömungslängen) konfiguriert und mit wenigen Parametern (Strömungswiderstandsbeiwerte, Slip-Faktor, Machzahlen) an die tatsächlichen Gegebenheiten (z.B. ein Kennfeld des Herstellers)



**Bild 4.17:** Zusammengesetztes Abgas-Turboladermodell mit variabler Turbinengeometrie, üblicherweise sind die Drücke auf der Hochdruckseite von Turbine und Verdichter Eingangsgrößen für das Modell und die Massenströme durch die Maschinen Ausgangsgrößen. Für spezielle Simulationen kann auch der Massenstrom in das Modell eingepreßt werden. Dann sind die entsprechenden Drücke Ausgänge.

adaptiert. Da die Auswirkungen der anzupassenden Parameter auf bestimmte Zonen im Kennfeld besonders stark sind, kann die Anpassung manuell mit wenigen Iterationen erfolgen. Beim Vergleich zwischen Turboladern verschiedener Baugröße stellte sich heraus, daß diese Parameter sogar weitgehend von der Baugröße des Laders unabhängig sind, was aufgrund der physikalischen Bedeutung der Parameter auch nicht verwundert.

Damit wird es möglich, einen Turbolader zu observieren, nicht einfach meßbare interne Größen (z.B. Drehmomente) zu berechnen und diese für die Simulation heranzuziehen. Ferner können in Zusammenhang mit einem bestehenden Motormodell die Baugröße des Laders, der Stellbereich der VTG oder andere Parameter variiert werden, ohne daß für die weitere Simulation neue Meßwerte notwendig sind. Das Modell eignet sich sehr gut als Lieferant von Trainingsdaten für Künstliche Neuronale Netze (KNN) und andere trainierbare, nichtlineare Kennfeldalgorithmen.

Im Folgenden werden die Adaption des Modells an die Herstellerdaten und Simulationsergebnisse des Modells vorgestellt und diskutiert.

## 5 Simulation des Turboladers

Die Ergebnisse der Simulation werden am Beispiel eines ausgewählten Turboladers gezeigt, um die Detailergebnisse miteinander vergleichen und diskutieren zu können. Der Parametersatz des Laders ist im Anhang B abgedruckt.

### 5.1 Simulationsprogramm

Bei der Simulation von Turbine und Verdichter ist hier das Ziel die Berechnung von charakteristischen Kennfeldern mit einer sehr dichten Rasterung auch in den Betriebspunkten, die sich nicht als stationärer Betriebspunkt zwischen Turbine und Verdichter einstellen. Damit wird es möglich, in einer übergeordneten Gesamtsimulation (siehe Bild 1.1 auf Seite 16) Turbine und Verdichter als eigene, separat austauschbare Komponenten zu betrachten und zu untersuchen. Mit diesem detaillierten Modell können in der Simulation, in der der Turbolader als quasistationär innerhalb eines Simulationsschritts angenommen wird, innovative Strategien zur Regelung entwickelt und getestet werden. Der Informationsgehalt des Modells soll dem Entwickler ermöglichen, die Vorgänge in den Strömungsmaschinen besser zu verstehen und daraus Konsequenzen für seine Entwicklung abzuleiten.

Dazu werden mit dem Simulationsprogramm mehrdimensionale Kennfelder mit unterschiedlicher Rasterung und Informationstiefe erstellt. Die berechneten Daten können dann entweder mit graphischen Auswertprogrammen, wie z.B. *MATLAB*, aufbereitet und diskutiert werden oder als Eingangsdaten für das Training künstlicher neuronaler Netze (KNN) verwendet werden.

Die Beschreibung des zu simulierenden Turboladers ist, für Verdichter und Turbine getrennt, in einer Parameterdatei abgelegt. In dieser werden für jeden markanten Punkt in der Turbine und dem Verdichter Parameter für geometrische Daten sowie auch Strömungswiderstände und Grenzgeschwindigkeiten definiert. Exemplarisch ist im Anhang B eine kommentierte Parameterdatei für den im folgenden diskutierten Turbolader abgedruckt.

In einem weiteren Abschnitt in der Konfigurationsdatei wird schließlich der Eingangsraum des Kennfelds spezifiziert, wobei äquidistante Rasterung oder eine Berechnung an ausgewählten Eingangswerten konfigurierbar ist.

Mit den Kommandozeilenparametern des Programms werden die Turbolader-Parameterdatei und die zu erzeugende Kennfelddatei spezifiziert, sowie der Informationsgehalt des Kennfeldes

festgelegt. Außerdem wird das Ausgabeformat (Einzelpunkt / Kennfeld) sowie der Modellrahmen (inneres / äußeres Modell) festgelegt. Eine Beschreibung der Programmparameter findet sich in Anhang A.

## 5.2 Simulation des Verdichters

Mit der Kommandozeile

```
lader -S vnt15_c.par -M com,bas,all,mfr,lop,nhl -O v.knf
```

wurde das Simulationsprogramm gestartet, um das Verdichter kennfeld zu berechnen. Dieses wurde in einer Kennfelddatei abgelegt. Im mathematischen Werkzeug *MATLAB* wurden ausgewählte Kennfelddaten herausgefiltert und zusammen mit verfügbaren Herstellerangaben in den folgenden Grafiken zusammengestellt.

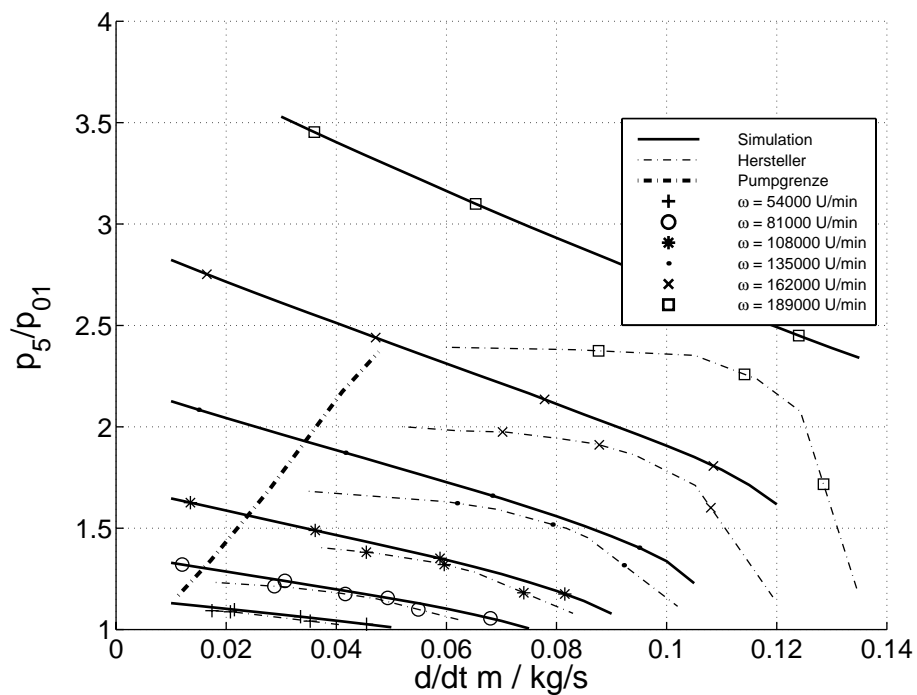
### 5.2.1 Einstellung der Parameter

Das Modell des Verdichters basiert, wie zuvor beschrieben, überwiegend auf geometrischen Parametern, die aus technischen Zeichnungen des Verdichters entnommen oder z.B. mit geeigneten Meßeinrichtungen direkt am Verdichter gemessen werden können.

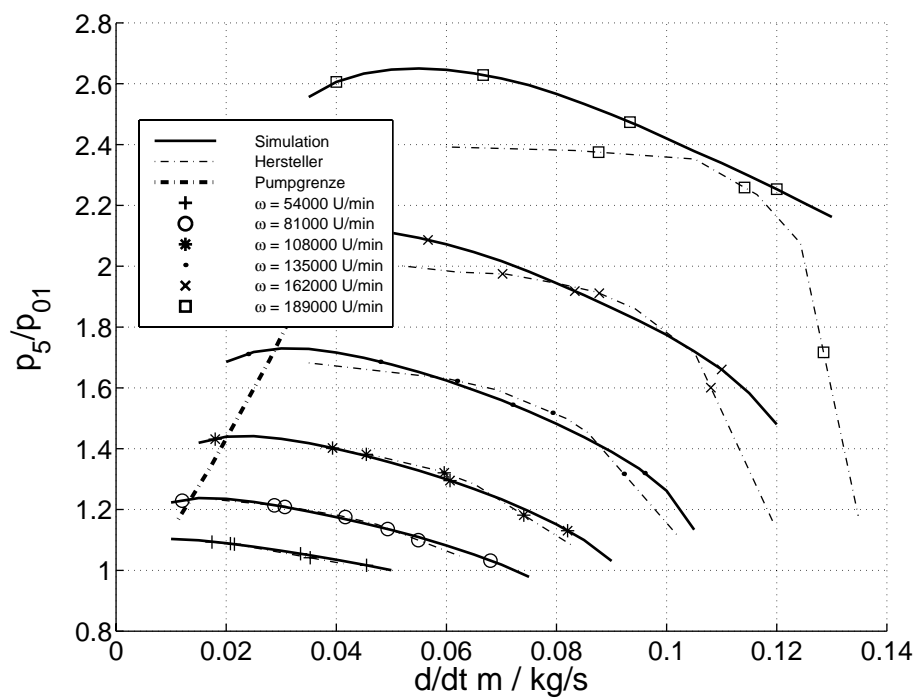
Simuliert man den Verdichter nur mit den geometrischen Parametern erhält man das Verdichterkennfeld eines idealen Verdichters in Bild 5.1.

Im nächsten Schritt wird stark vereinfachend ein Strömungsbeiwert (Parameter  $\zeta$  in Gl. (4.17),  $Z$  in Parameterdatei) für den gesamten Verdichter eingestellt. Dieser staucht das Kennfeld und drückt die Kennlinien im Bereich großer Strömungsgeschwindigkeiten. Insbesondere in der rechten Kennfeldhälfte kann so das Simulationsergebnis deutlich verbessert werden, Bild 5.2.

Eine Analyse der linken Kennfeldhälfte mittels der Zustandsdiagramme ergibt, daß dort besonders kritische Strömungszustände im Bereich des Ringspaltes auftreten. Die Geschwindigkeit liegt für kleine Massendurchsätze und hohe Drehzahlen im Bereich der Schallgeschwindigkeit. Durch zwei Parameter können z.B. die in diesem Bereich auftretenden Effekte umlaufender Wirbelzonen („rotating stall“) oder Mischungsverluste der pulsierenden Anströmung des Spaltes dargestellt werden. Der erste Parameter ( $M_{Max}$ ,  $MS$  in der Parameterdatei) gibt die Machzahl an, ab der verstärkt Verluste auftreten, der zweite ( $\zeta_S$ ,  $LS$  in der Parameterdatei) ist ein Verlustbeiwert, der das Ausmaß

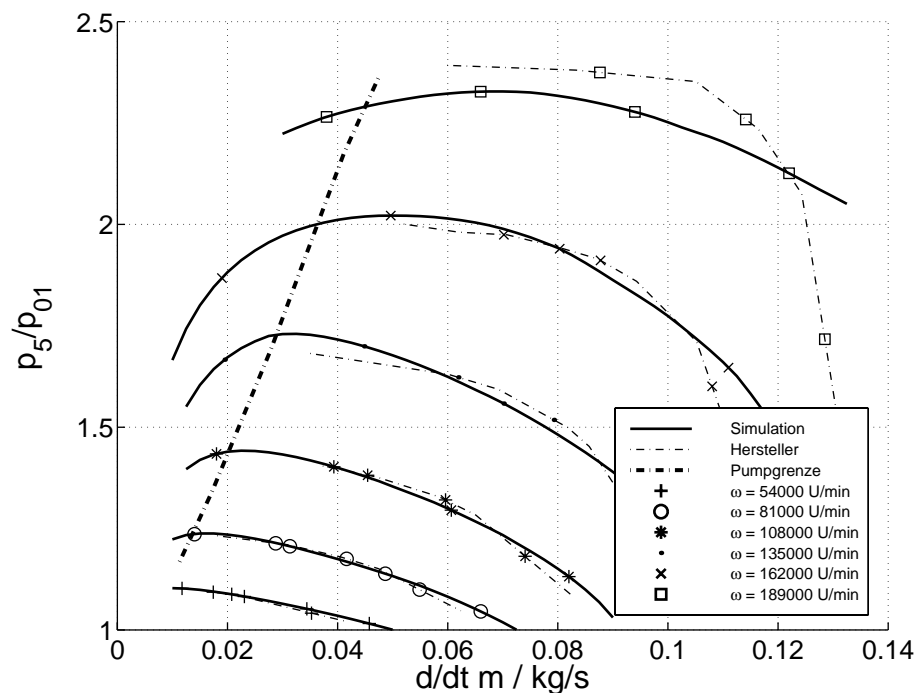


**Bild 5.1:** Verdichterkennfeld ohne Berücksichtigung von Strömungsverlusten; das Herstellerkennfeld ist als Referenz hinterlegt.



**Bild 5.2:** Verdichterkennfeld mit einem Strömungsbeiwert; das Herstellerkennfeld ist als Referenz hinterlegt.





**Bild 5.3:** Verdichterkennfeld Druckverhältnis über Massenstrom für verschiedene Drehzahlen als Ergebnis der Simulation und aus den Herstellerdaten. Die Pumpgrenze ist ebenfalls den Herstellerdaten entnommen.

der Verluste gemäß Gl. (4.25) beschreibt. Durch einen manuellen Abgleich dieser Parameter erhält man schließlich das Kennfeld in Bild 5.3.

### 5.2.2 Massenstrom / Druckverhältnis

Das Bild 5.3 zeigt das typische Verdichterkennfeld des ausgewählten Musterladers zum einen als Ergebnis der Simulation und zum anderen aus den vom Hersteller angegebenen Meßwerten. Anhand dieser Darstellung läßt sich schon die sehr gute Übereinstimmung der Simulation mit den Messungen erkennen. Allerdings zeigt die Simulation auch Effekte, die aus den Meßwerten nicht unmittelbar hervorgehen.

Die Simulation liefert Arbeitspunkte jenseits der gemessenen Pumpgrenze. Dies liegt daran, daß im Modell des Verdichters der Massenstrom fest eingepreßt und dann das Druckverhältnis als Funktion des Massenstromes berechnet wird. Ein Wechselspiel zwischen Massenstrom und Druckverhältnis, wie es in der Realität als *Pumpen* auftritt, kann nur entstehen, wenn entsprechende Speichervolumen (Behältermodelle) an den Verdichter angekoppelt werden. Diese bestimmen durch ihr Volumen die Pumpfrequenz.

An einem Turbinenprüfstand wird die Pumpgrenze in der Regel halbautomatisch ermittelt. Dabei obliegt es dem Prüfstandsfahrer, die eigentliche Grenze zu definieren. Der Prüfling wird mehrfach auf einer Kennlinie konstanter Drehzahl von hohen Massenströmen her an die Pumpgrenze herangefahren, wenn möglich ohne einen Pumpstoß auszulösen. Je nach subjektiver Bewertung der Geräuscentwicklung und verschiedener Druckmeßsignale wird ein Bereich für die Pumpgrenze ermittelt. Pulsationen im Drucksignal, die auch beim Pumpen zu beobachten sind, treten auch schon in mittleren Kennfeldbereichen auf [46, 47] und werden stärker, je weiter man an die Pumpgrenze gelangt.

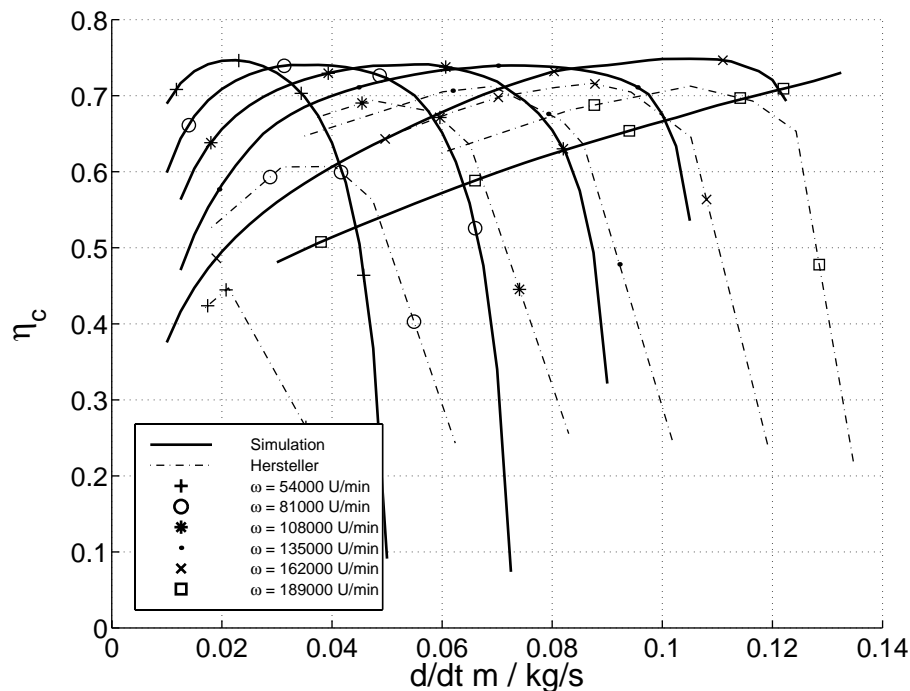
Die Pumpgrenze wird durch das Modell gut dargestellt. Sie liegt in dem Bereich, wo die Tangenten an die Kennlinien konstanter Drehzahlen schon wieder nach links abfallen. In diesem Bereich wird der Betrieb des Verdichters labil, sodaß minimale Störungen ausreichen, um einen Pumpvorgang auszulösen. Dieser ist stark abhängig von den Rohren und Behältern, die vor und nach dem Verdichter montiert sind, sowie der Bauform des Ringspaltes um den Verdichterrotor.

### 5.2.3 Wirkungsgrad

Sehr aufwendig sind Messungen von Wirkungsgraden an einem Turboladerprüfstand. Gemessen werden können nur Temperaturen und Drücke vor und hinter den Strömungsmaschinen (Turbine/Verdichter) sowie die Turboladerdrehzahl. Nur mit erheblichem Aufwand kann bei Ladern der untersuchten Baugröße und in den hier notwendigen Drehzahlbereichen das Drehmoment von Verdichter und Turbine getrennt gemessen werden. Der Lader muß in einem genau definierten Umfeld (äußere Anströmung, Rohrlängen, Gaszusammensetzung) betrieben werden, ebenso sind Einbauorte für die Meßtechnik vorgeschrieben. Einstreuungen durch Wärmestrahlung werden durch genaue Vorgaben kontrolliert, da sie Auswirkungen auf die Temperaturmessungen haben, [58]. Durch diese Vorschriften sind Messungen auf unterschiedlichen Prüfständen vergleichbar.

Die äußeren Randbedingungen sind jedoch in dem einfachen Ladermodell nicht berücksichtigt worden. Ferner sind für das Modell eine Vielzahl von Vereinfachungen und Annahmen getroffen worden, wie z.B.

- eine adiabate Strömung,
- kein Wärmeaustausch mit der Verdichterwand oder den Laufrädern,



**Bild 5.4:** Gesamtwirkungsgrad des Verdichters im Vergleich zwischen Simulation und Messung für verschiedene Drehzahlen als Funktion des Massenstroms.

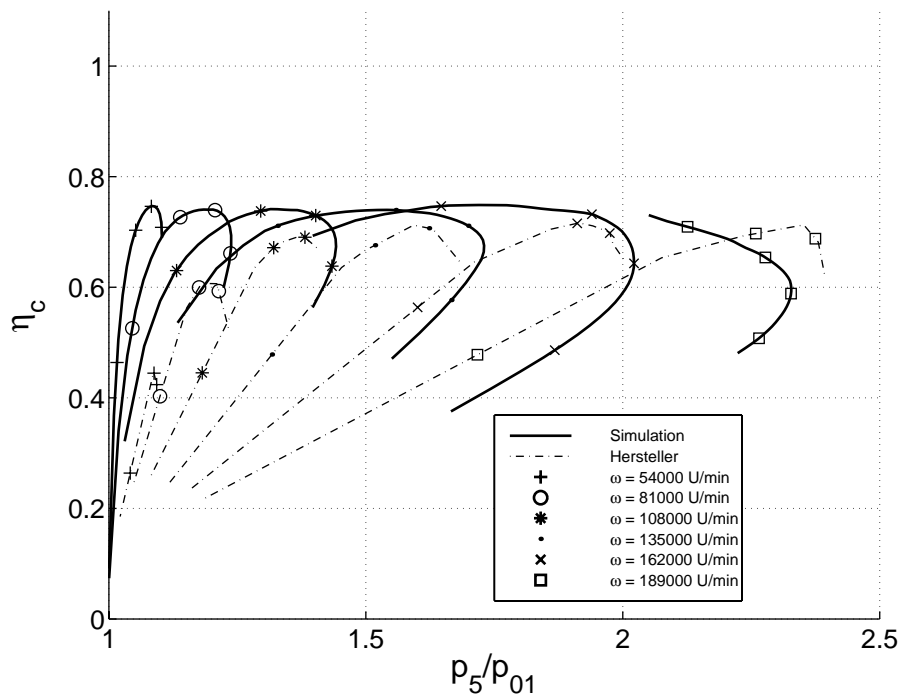
- die Reduktion auf einen Stromfaden oder
- die Konzentration verschiedener Strömungseffekte auf wenige Verlustkoeffizienten.
- Vernachlässigung der Radseitenreibung

Diese führen selbstverständlich erhebliche Unsicherheiten und Abweichungen beim Vergleich der Simulationsergebnisse mit Meßdaten eines realen Turboladers mit sich.

Im vorangegangenen Abschnitt wurden die Koeffizienten des Modells an Massenstrom und Druckverhältnisse des realen Laders adaptiert. Für den Wirkungsgrad sind nun erhebliche Abweichungen zu erwarten, da alle „Modellierungsfehler“ auf die Wirkungsgrade verlagert werden.

Bilder 5.4 und 5.5 zeigen die simulierten und gemessenen Wirkungsgrade des ausgewählten Laders. Qualitativ ergeben sich vergleichbare Verläufe.

Bei der quantitativen Bewertung müssen die eingangs erwähnten Randbedingungen der Simulation im Vergleich zur Messung berücksichtigt werden. Es ist auffällig, daß in den Bereichen niedriger Drehzahlen, wo eine sehr gute Übereinstimmung des gemessenen mit dem simulierten Verdichterkennfeld erreicht wurde, der Wirkungsgrad erhebliche Abweichungen zeigt und umgekehrt bei größeren Abweichungen im Kennfeld die Wirkungsgrade näher beieinander liegen. Inse-



**Bild 5.5:** Gesamtwirkungsgrad des Verdichters im Vergleich zwischen Simulation und Messung für verschiedene Drehzahlen als Funktion des Druckverhältnisses.

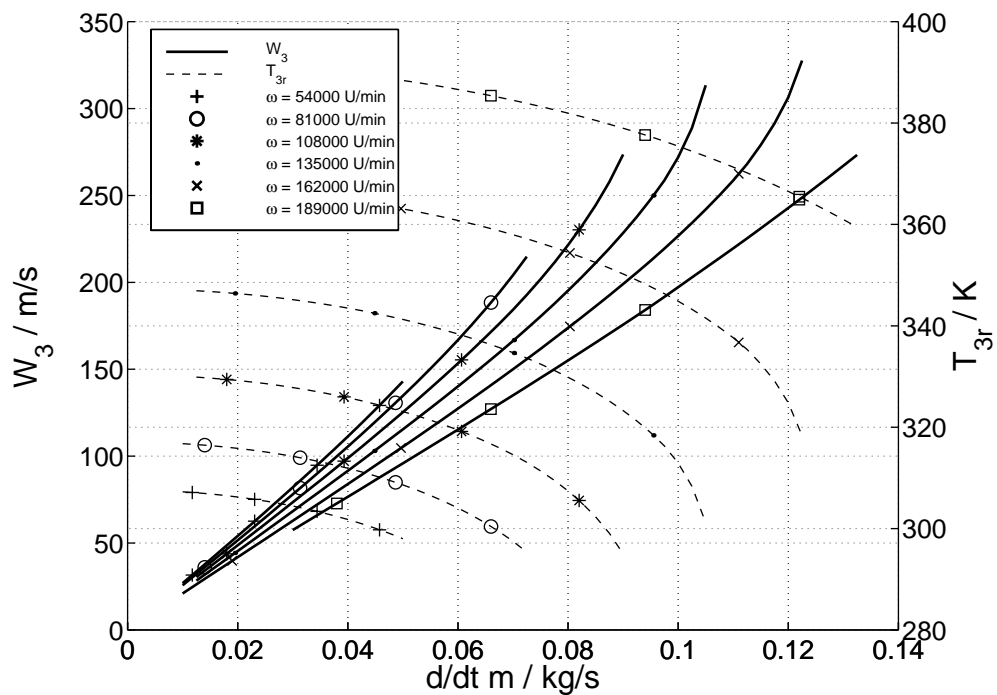
samt wird in der Simulation der Wirkungsgrad in Richtung des maximalen Durchsatzes („choke“ Grenze) zu gut dargestellt.

Für den Einsatz des Modells zur Strukturfestlegung und dem (Vor-)Training Künstlicher Neuroner Netze (KNN), der generellen Untersuchung des dynamischen Verhaltens eines Turboladers mit variabler Turbinengeometrie in einer Gesamtsimulation eines Verbrennungsmotors oder der Entwicklung neuer Konzepte und Strategien der Motorregelung sind die Ergebnisse der simulierten Wirkungsgrade durchaus verwendbar.

Mehr Informationen liefert die Betrachtung interner, simulierter Größen des Verdichters (z.B. Geschwindigkeiten, Temperaturen, Drücke, Enthalpien oder Entropien), die dazu verwendet werden können, bestimmte Effekte zu erläutern.

#### 5.2.4 Rotoraustritt

Bild 5.6 zeigt die Geschwindigkeit und Temperatur des Gases unmittelbar vor Austritt aus dem Verdichterrad. Wie zu erwarten ist, nimmt die Geschwindigkeit des Gases im Rotor mit steigendem Massendurchsatz zu, wobei die Temperatur (und damit auch die lokale Schallgeschwindigkeit) des



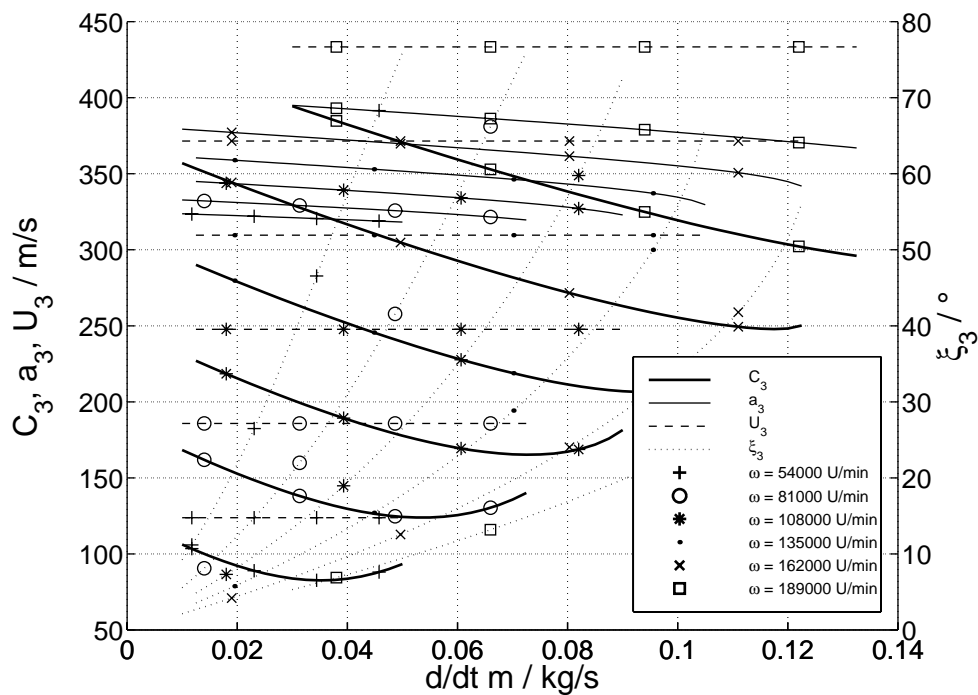
**Bild 5.6:** Relativgeschwindigkeit und Temperatur an Position (3\*) (unmittelbar vor dem Austritt aus dem Verdichterrad) als Funktion von Massenstrom und Laderdrehzahl.

Gases abnimmt. Mit steigender Drehzahl nimmt die Druckerhöhung in der Ladeluft und damit auch die Dichte zu, sodaß z.B. bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit mehr Masse durch den Verdichter transportiert wird.

Unmittelbar nach dem Austritt aus dem Rotor beim Eintritt in den Ringspalt (Position (3)) ergeben sich die Strömungsverhältnisse, wie sie in Bild 5.7 dargestellt sind. Das Diagramm zeigt neben der absoluten Strömungsgeschwindigkeit beim Eintritt in den Ringspalt  $C_3$  die lokale Schallgeschwindigkeit  $a_3$ , die Rotorgeschwindigkeit  $U_3$  und die Strömungsrichtung  $\xi_3$ . Für die Interpretation der Ergebnisse ist es wichtig zu wissen, daß die Rotorblätter des Musterverdichters bezüglich der Drehrichtung nach rückwärts geneigt sind, Bild 4.10.

Anhand dieses Diagramms läßt sich die Problematik hoher Drehzahlen und kleiner Massenströme erläutern. Für kleine Massenströme ist die Relativgeschwindigkeit  $W_3$ , Bild 5.6, vor Austritt des Rotors ebenfalls sehr klein. Bei der Berechnung der absoluten Geschwindigkeit dominiert damit die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors  $U_3$ . Bei sehr hohen Drehzahlen erhält das Gas allein durch die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors Schallgeschwindigkeit.

Die Verluste steigen an, zumal der Gasstrom zunehmend auf die Druckseite der Rotorblätter gezwungen und damit eine pulsierende Strömung initiiert wird. Hinzu kommt, daß der Anströmwin-



**Bild 5.7:** Absolutgeschwindigkeit  $C_3$ , lokale Schallgeschwindigkeit  $a_3$  und Rotorgeschwindigkeit  $U_3$  als Funktion von Laderdrehzahl und Massendurchsatz.

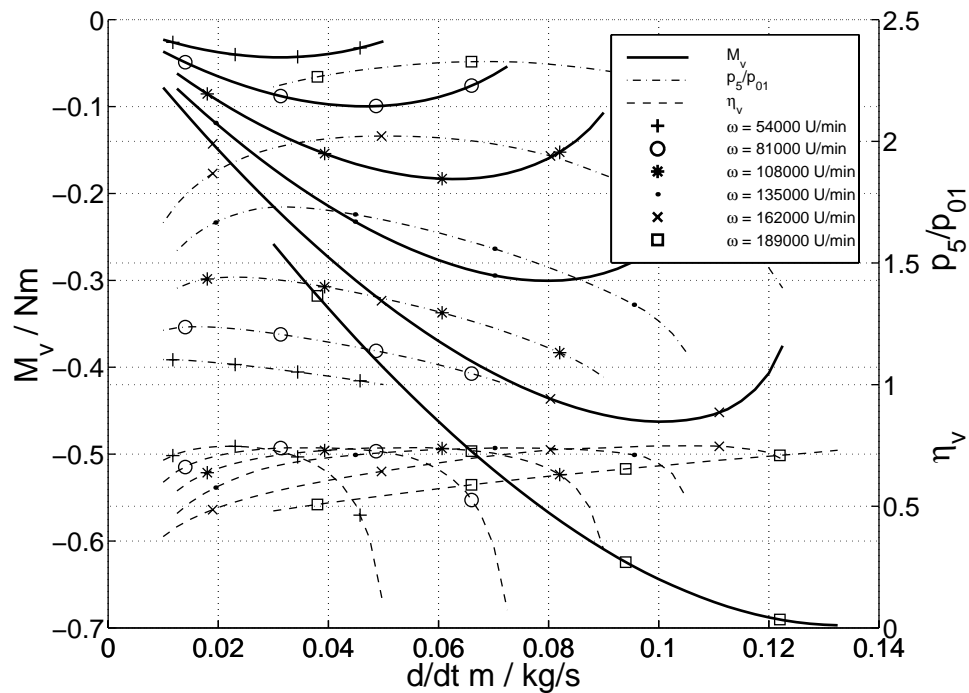
kel des Ringspalt für kleine Massenströme zunehmend tangential wird,  $\xi_3 \rightarrow 0^\circ$ . Für kleine Massenströme entstehen bei höheren Drehzahlen schon in normalen Betriebsbereichen des Laders im Ringspalt umlaufende Wirbelzonen (rotating stall), die zu einem absinken des Wirkungsgrads führen.

Dagegen wird bei hohen Massenströmen der Ringspalt durch den Anstellwinkel der Rotorblätter eher radial angeströmt,  $\xi_3 \rightarrow 90^\circ$ , sodaß eine Wirbelausbildung verhindert wird. Die Absolutgeschwindigkeit liegt trotz der hohen Umfangsgeschwindigkeit bei großen Drehzahlen unterhalb der Schallgeschwindigkeit.

Diese Effekte werden in der Simulation durch zwei Parameter ( $M_{Max}$ ,  $\zeta_S$ ) berücksichtigt. Ein Parameter modelliert die kritische Strömungsgeschwindigkeit, ab der vermehrt Verluste zu beobachten sind, der zweite stellt das Maß für die entstehenden Verluste dar.

### 5.2.5 Drehmoment

In Bild 5.8 ist das vom Verdichter aufgenommene Drehmoment über dem Massenstrom dargestellt. Zusätzlich ist noch einmal das Druckverhältnis aus Bild 5.3 eingeblendet, um die Orientierung zu erleichtern. Das vom Verdichter aufgenommene Drehmoment nimmt zunächst mit steigendem



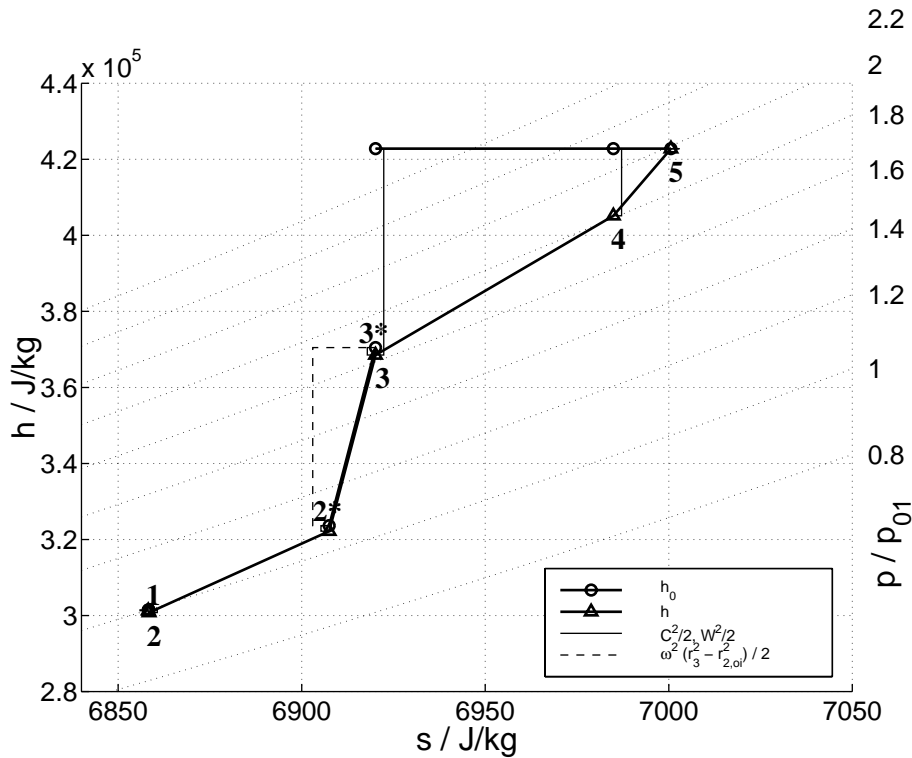
**Bild 5.8:** Aufgenommenes Drehmoment ( $M_v < 0$ ), Wirkungsgrad und Druckverhältnis am Verdichter über dem Massenstrom bei verschiedenen Drehzahlen

Massendurchsatz und größeren Laderdrehzahlen zu (wird also negativer), fällt dann aber mit kleiner werdendem Druckverhältnis wieder stark ab. Die Extrema von Wirkungsgrad und Drehmoment fallen sehr nah zusammen.

### 5.2.6 Zustandsdiagramme

Die Modelle der Strömungsmaschinen eines Turboladers beruhen auf adiabaten Teilfunktionen, die sehr gut in Enthalpie-Entropie-Diagrammen bzw. Mollier-Diagrammen dargestellt werden können. Für zwei exemplarische Drehzahlen ( $\omega_{ATL}/\frac{1}{\min} \in [108000, 162000]$ ) wurden Diagramme bei verschiedenen Massenströmen in Bild 5.9 bis 5.20 zusammengestellt.

In den Diagrammen sind die spezifischen Totalenthalpien  $h_0$  für den Eingangsbereich, den Rotor und den Ausgangsbereich als drei stark ausgezogene Linien dargestellt, wobei die Werte an den Positionen ① bis ⑤, vgl. Bild 3.2, mit einem Kreis markiert sind. Die Werte bei Position ②\* und ③\* beziehen sich auf das bewegte Koordinatensystem des Rotors. Die spezifische Enthalpie des strömenden Gases  $h$  ist als stark ausgezogene Linie durch den gesamten Verdichter hindurch dargestellt. Sie ändert sich bei der Umrechnung zwischen Koordinatensystemen nicht. Die kinetischen und rotatorischen Energiebeträge  $C^2/2$ ,  $W^2/2$  bzw.  $\omega^2(r_3^2 - r_{2,oi}^2)/2$  (aus Gl. (2.66)) sind

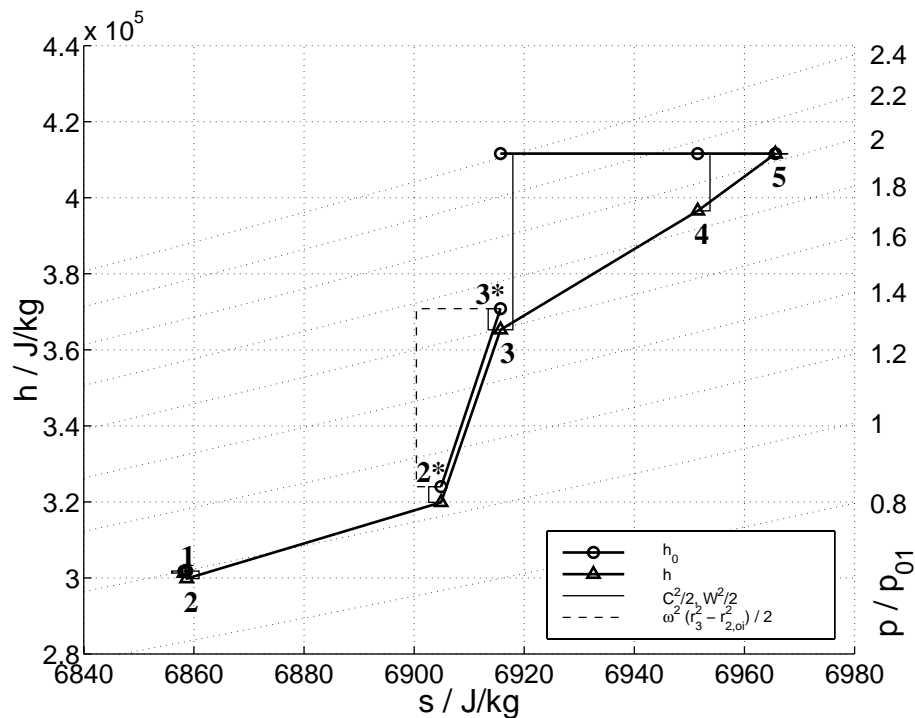


**Bild 5.9:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_c = 0.03 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

als vertikale Abstände zwischen den verschiedenen Enthalpieniveaus abzulesen. Zur Orientierung sind die kinetischen Energiebeträge mit ausgezogenen eckigen Klammern markiert, der im Rotor gewonnene potentielle bzw. rotatorische Energiebetrag als gestrichelte Klammer. Bild 5.16 eignet sich gut, um unabhängig von der logischen Abfolge für die nachfolgende Diskussion zunächst einen Überblick über die Darstellungsweise zu gewinnen.

Bild 5.9 zeigt bei einer mittelhohen Drehzahl  $\omega = 162000 \frac{1}{\text{min}}$  und einem Massenstrom  $\dot{m}_c = 0.03 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  einen Arbeitspunkt, der in der Realität nicht angefahren werden kann, da er jenseits der Pumpgrenze liegt. Sehr deutlich erkennt man jedoch, daß die Strömungsgeschwindigkeiten am Eingang und Ausgang des Verdichtergehäuses fast Null sind, der Abstand zwischen Enthalpie und Totalenthalpie ist zu vernachlässigen. Bei Eintritt in den schnell drehenden Rotor wird die Ansaugluft durch einen Stoßvorgang auf die Geschwindigkeit gebracht, die durch den Rotor und die Geometrie der Rotorblätter am Eintritt erzwungen wird. Dieser Stoßvorgang ist durch den Entropiezuwachs zwischen den Positionen (2) und (2\*) gekennzeichnet. Beim Übergang aus dem Rotor in den Ringspalt, Position (3\*) nach (3), entsteht durch die Drehzahl und die Geometrie der Rotorblätter an der Außenseite des Verdichterrads eine extrem große Geschwindigkeit, die in Nähe





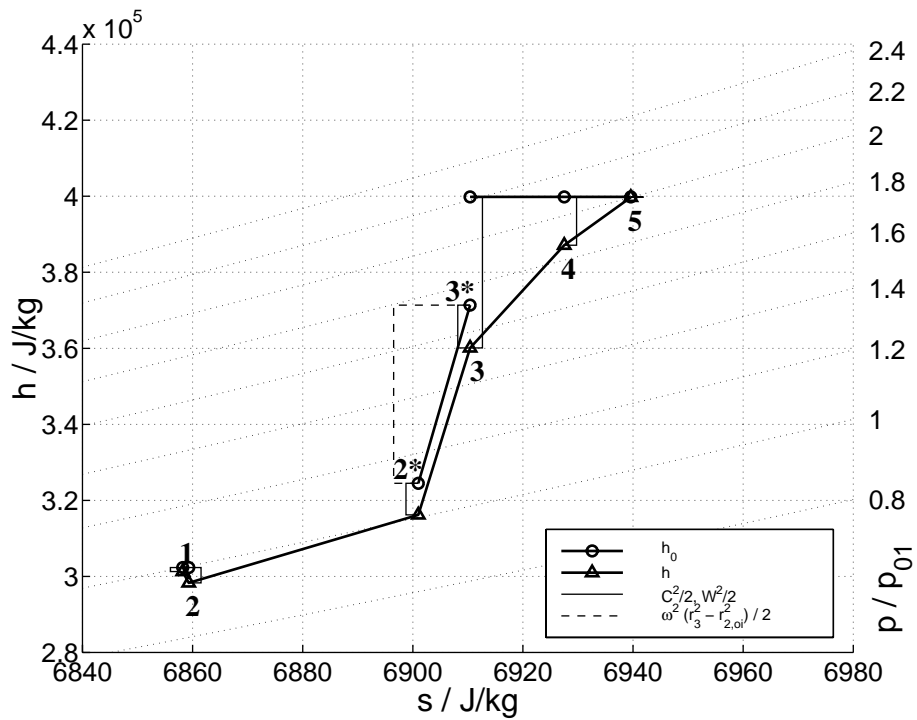
**Bild 5.10:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_c = 0.05 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

der Schallgeschwindigkeit liegt, vgl. Bild 5.7. Im Ringspalt, Position ③ nach ④, geht diese Geschwindigkeit durch Wirbelbildung als Entropiezuwachs bzw. Temperaturanstieg und Druckverlust verloren.

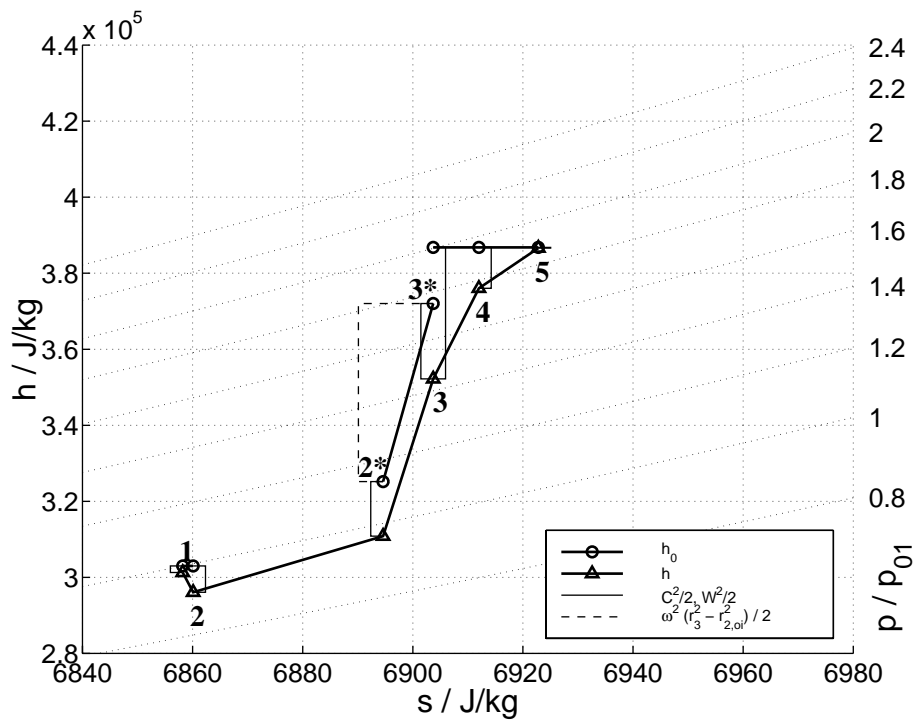
Durch eine leichte Erhöhung des Massenstroms auf  $\dot{m}_c = 0.05 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  wird das Druckmaximum für diese Drehzahl erreicht, vgl. Bild 5.3. Das Zustandsdiagramm in Bild 5.10 zeigt, daß die Gesamtverluste um  $35 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$  auf  $107 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$  deutlich zurückgegangen sind. Dies ist insbesondere durch eine verringerte Fehlanströmung des Rotors im Eingangsbereich und die reduzierte Eintrittsgeschwindigkeit in den Ringspalt begründet.

Mit steigendem Massenstrom werden die Verluste im Ringspalt deutlich reduziert, Bild 5.11 und 5.12. Auch die Fehlanströmung im Eingangsbereich wird geringer, wohingegen nun die Strömungsverluste im Rotor leicht zunehmen.

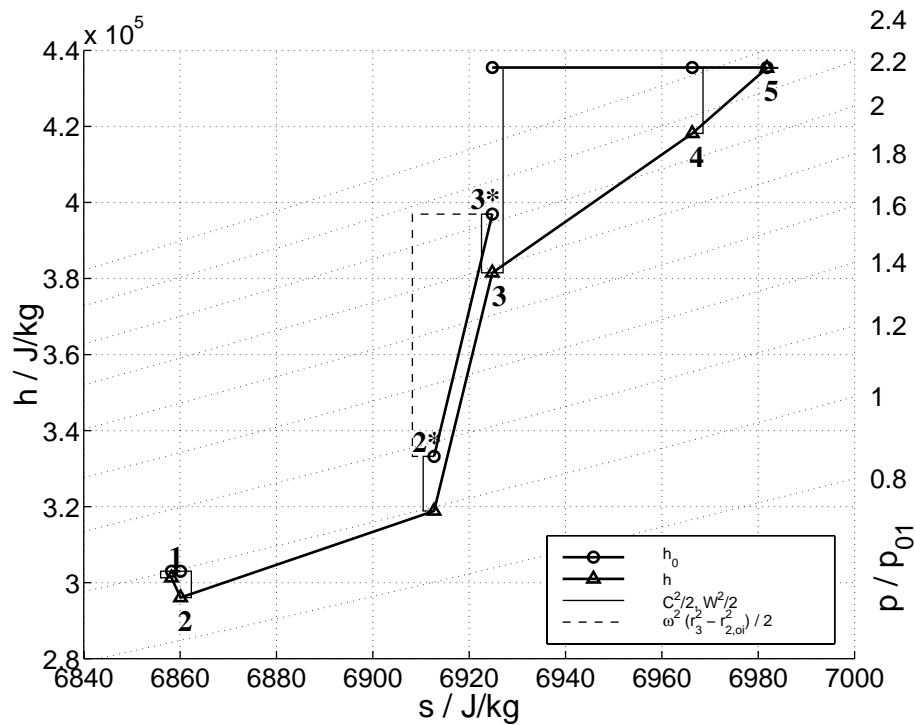
Ausgehend von einem Massenstrom von  $\dot{m}_c = 0.09 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ , Bild 5.12, bringt eine Variation der Drehzahl auf  $\omega = 189000 \frac{1}{\text{min}}$  in Bild 5.13 oder  $\omega = 108000 \frac{1}{\text{min}}$  in Bild 5.14 im wesentlichen die Veränderung des rotatorischen potentiellen Energiebetrags. Die Verhältnisse im Eingangsbereich des Verdichters (Position ① und ②) ändern sich bei konstantem Massenstrom nicht, sehr wohl aber die Verluste durch die Fehlanströmung des Rotoreingangs, Position ②\*. Bei der Erhöhung der



**Bild 5.11:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 162000 \frac{1}{\min}$ ,  $\dot{m}_c = 0.07 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



**Bild 5.12:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 162000 \frac{1}{\min}$ ,  $\dot{m}_c = 0.09 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



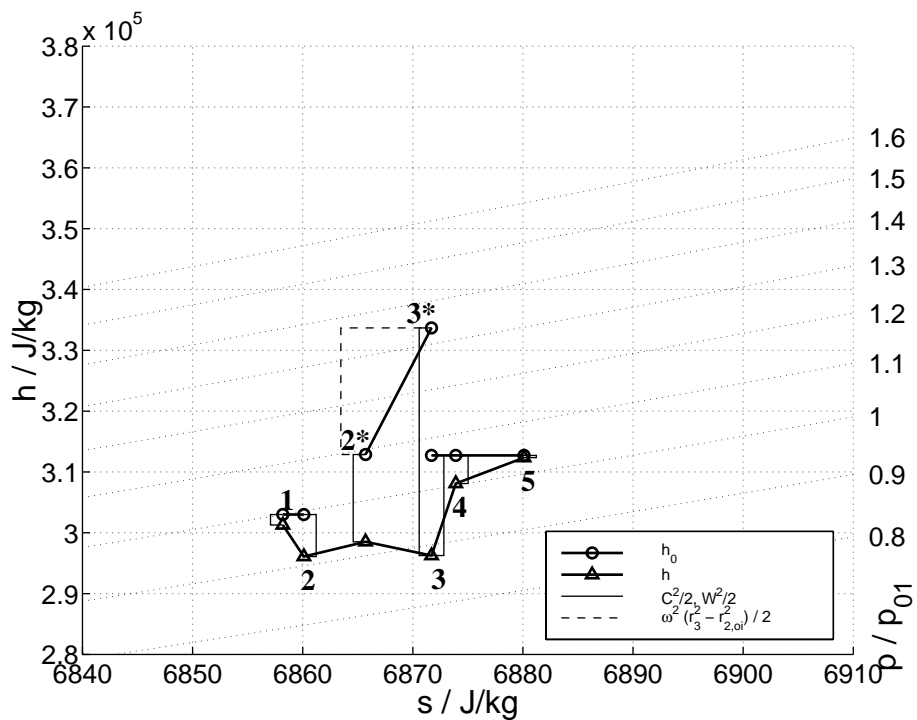
**Bild 5.13:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 189000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_c = 0.09 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

Drehzahl in Bild 5.13 nehmen außerdem wieder die Verluste im Ringspalt durch die Erhöhung der Eintrittsgeschwindigkeit zu. Bei kleineren Drehzahlen ist schließlich die Anpassung des Rotoreingangs an die Geschwindigkeit des anströmenden Gases besser. Der Entropiezuwachs ist hier sehr gering, dafür werden im langsam drehenden Rotor sehr hohe Geschwindigkeiten der strömenden Ansaugluft erreicht. Für diese Drehzahl ist keine weitere Erhöhung des Massenstroms möglich, da dann im Rotor Schallgeschwindigkeit erreicht wird und damit die Strömung begrenzt wird.

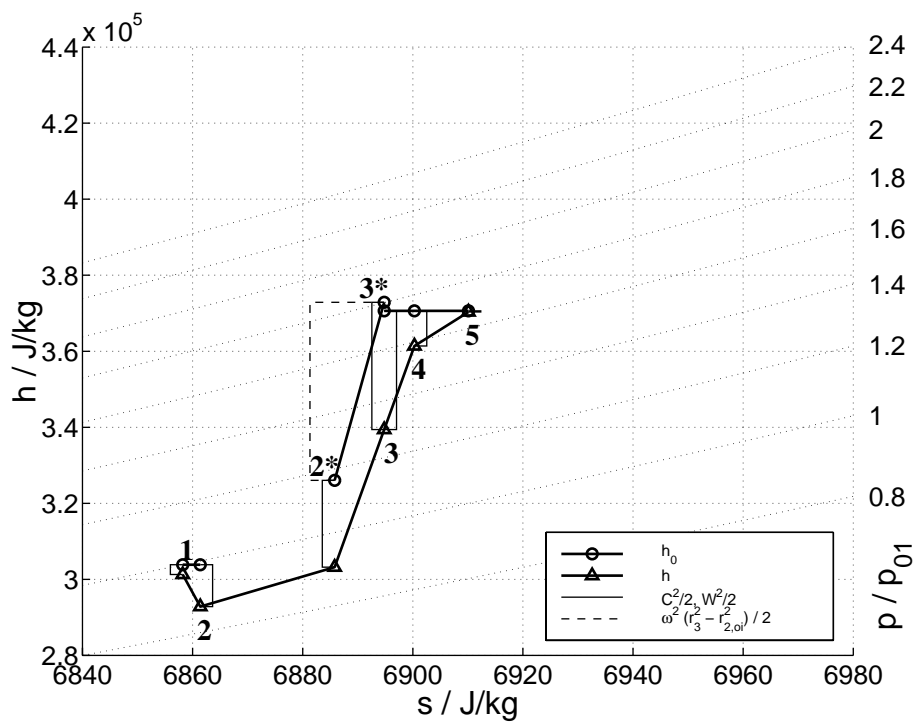
Bei einer Drehzahl von  $\omega = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ , Bild 5.12, führt die weitere Erhöhung des Massenstroms auf  $\dot{m}_c = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ , Bild 5.15, zu der Situation, daß die kinetischen Energien des Gases vor und nach dem Rotorausgang fast gleich sind. Die Richtung der Relativströmung  $\vec{W}_3$  ergibt zusammen mit der Umfangsgeschwindigkeit einen Einstromwinkel von  $\xi_3 \approx 41^\circ$ , vgl. Bild 5.7.

Das Verdichterkennfeld wird zu großen Massenströmen hin durch die Stopfgrenze abgeschlossen. Hier erreicht das Gas in einem Abschnitt der Strömungsmaschine nahezu Schallgeschwindigkeit und damit den maximal möglichen Massendurchsatz. Bei  $\dot{m}_c = 0.12 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  ist die Geschwindigkeit im Rotor gerade noch kleiner als Schallgeschwindigkeit und damit ist auch für diese Drehzahl die Stopfgrenze des Verdichters erreicht.

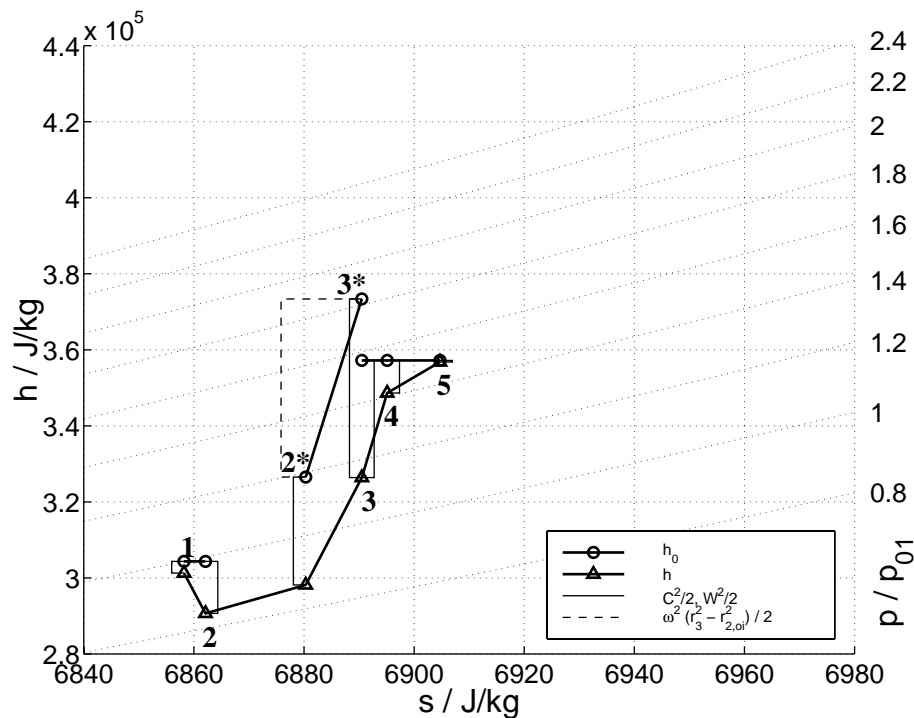
Die Bilder 5.17 bis 5.20 zeigen die Zustandsdiagramme für verschiedene aufsteigende Massen-



**Bild 5.14:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 108000 \frac{1}{\min}$ ,  $\dot{m}_c = 0.09 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



**Bild 5.15:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 162000 \frac{1}{\min}$ ,  $\dot{m}_c = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



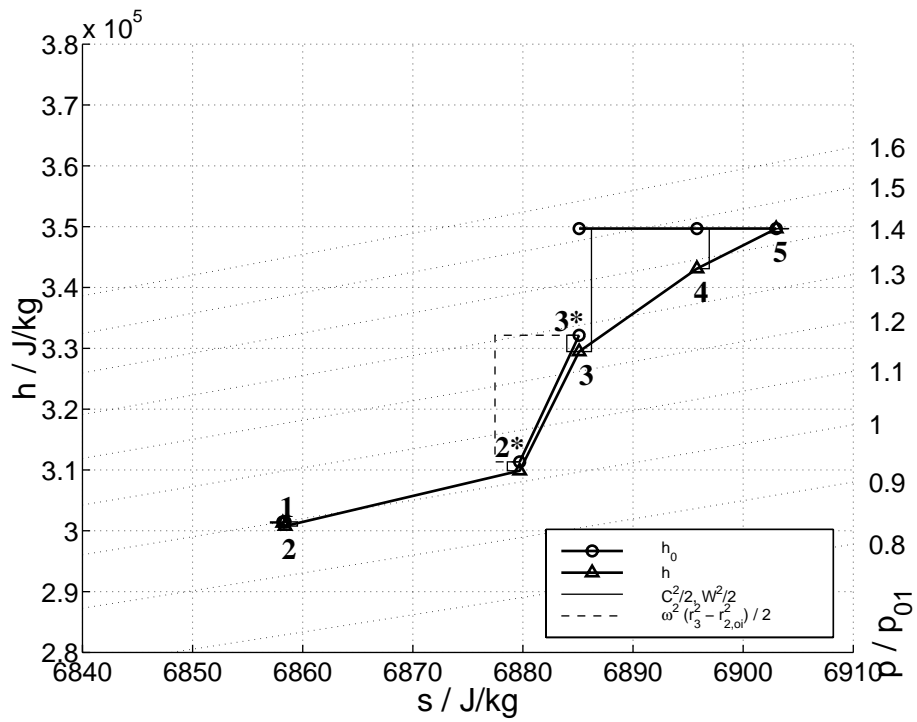
**Bild 5.16:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_c = 0.12 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

durchsätze bei einer Drehzahl von  $\omega = 108000 \frac{1}{\text{min}}$ . Im Prinzip gelten für die einzelnen Diagramme die gleichen Erklärungen, wie auch bei der höheren Drehzahl. Zu bemerken ist insbesondere, daß bei allen Diagrammen der Entropiezuwachs durch den Stoßvorgang am Rotoreingang deutlich geringer ausfällt und kleiner als die Hälfte des Wertes bei der höheren Drehzahl ist.

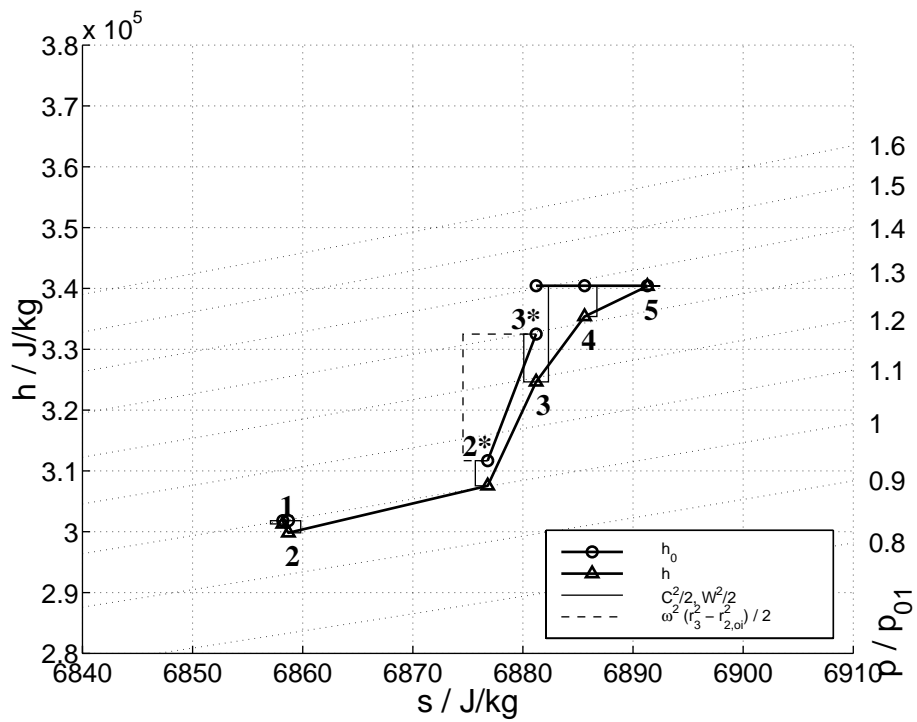
### 5.2.7 Zusammenfassung

Aus den vorgestellten Diagrammen für einen ausgewählten Verdichter zeigen sich deutlich die Eigenschaften des Simulationsmodells. Mit den überwiegend geometrischen Parametern des Verdichters, einem Strömungsbeiwert sowie zwei Parametern zur Modellierung der Wirbelbildung im Ringspalt „rotating stall“ kann das reale Verhalten des Verdichters sehr gut dargestellt werden. Das Modell enthält zusätzliche Informationen über nicht oder schwer meßbare interne Größen des Verdichters, z.B. das Drehmoment oder Strömungsgeschwindigkeiten im Rotor. Anhand des Modells lassen sich die Grenzbereiche (Pumpgrenze für  $\dot{m}_c \rightarrow 0$ , Stopfgrenze für  $\dot{m}_c \rightarrow \text{max}$ ) des Verdichters bestimmen und erklären.

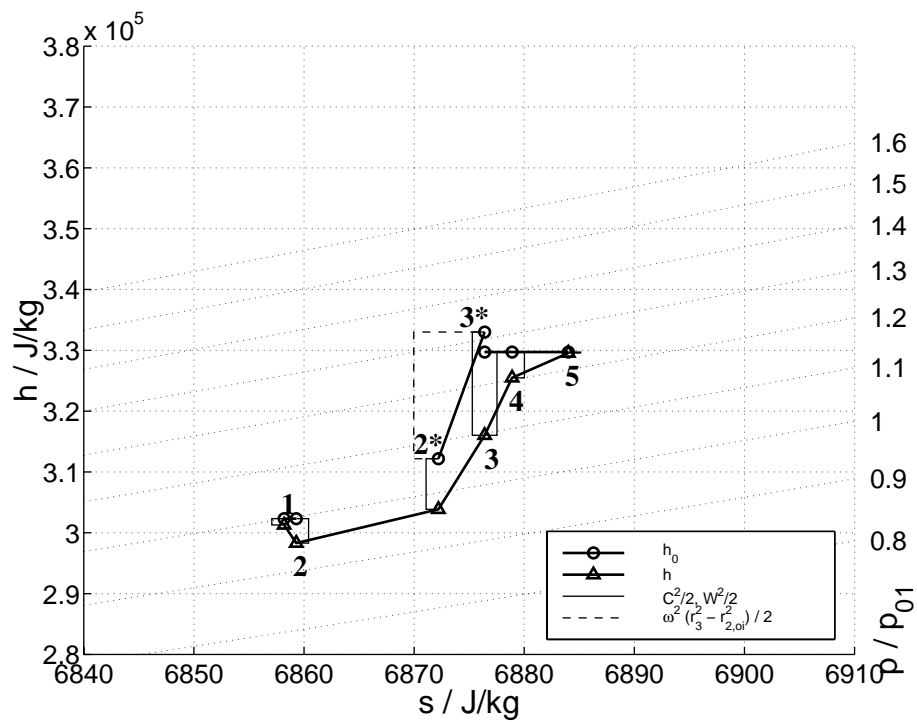
Bei der Simulation anderer Verdichter mit deutlich unterschiedlicher Baugröße (Nutzfahrzeug-



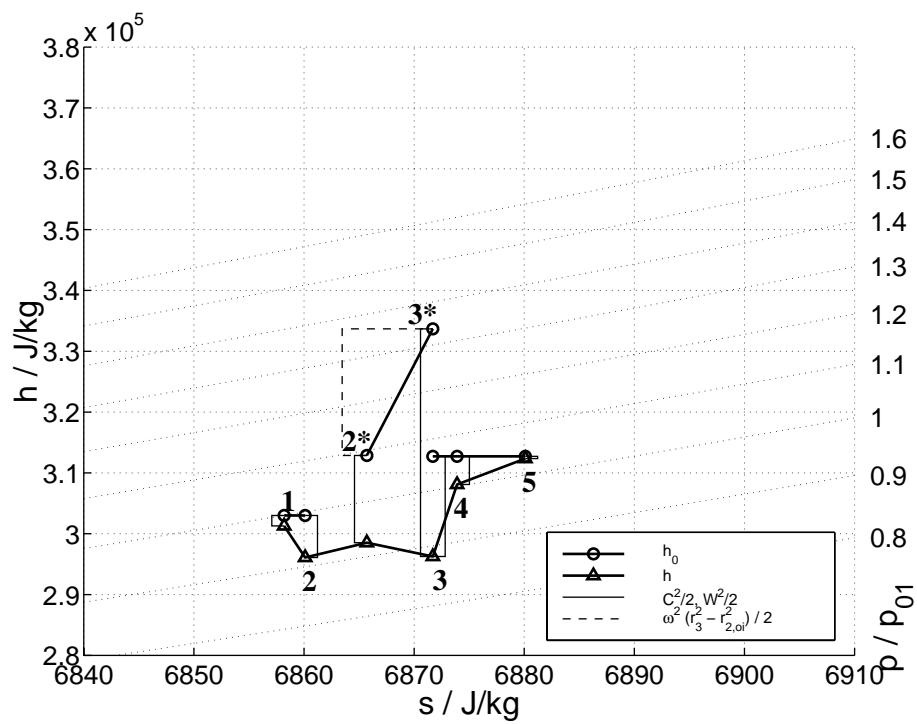
**Bild 5.17:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 108000 \frac{1}{\text{min}}, \dot{m}_c = 0.03 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



**Bild 5.18:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 108000 \frac{1}{\text{min}}, \dot{m}_c = 0.05 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



**Bild 5.19:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 108000 \frac{1}{\text{min}}, \dot{m}_c = 0.07 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$



**Bild 5.20:** Mollierdiagramm Verdichter bei  $\omega = 108000 \frac{1}{\text{min}}, \dot{m}_c = 0.09 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

bereich) ergaben sich ähnlich gute Übereinstimmungen<sup>4</sup>.

### 5.3 Simulation der Turbine mit VTG

Mit der Kommandozeile

```
lader -S vnt15_c.par -M tur,bas,all,mfr,lop,nhl -O t.knf
```

wurde das Simulationsprogramm gestartet, um das Turbinenkennfeld für verschiedene VTG-Einstellungen zu berechnen. Im mathematischen Werkzeug *MATLAB* wurden ausgewählte Kennfelddaten herausgefiltert und zusammen mit verfügbaren Herstellerangaben in den folgenden Bildern zusammengestellt.

#### 5.3.1 Einstellung der Parameter

Vergleichbar mit der Simulation des Verdichters, werden Strömungsverluste in der Turbine im wesentlichen durch einen Parameter  $\zeta$  beschrieben, der Verluste proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit darstellt. Dieser Parameter wird so eingestellt, daß eine optimale Deckung des simulierten mit dem Herstellerkennfeld erreicht wird. Bei der hier diskutierten Turbine ergab der gleiche Wert wie beim Verdichter unter Berücksichtigung des Modellierungsgrads gute Ergebnisse.

Für den Vergleich zwischen Simulation und Herstellerangaben wird der Stellweg des VTG-Stellantriebs in den entsprechenden Winkel  $\beta_{VTG}$  der Leitschaufeln umgesetzt. Dazu wird für eine bestimmte Drehzahl das Turbinenkennfeld für eine sehr feine Staffelung von VTG-Winkeln  $\beta_{VTG}$  berechnet. In dieses Diagramm werden auch die entsprechenden Herstellerdaten eingetragen. Daraus ergibt sich der (tabellarische) Zusammenhang zwischen Stellweg und VTG-Winkel  $\beta_{VTG}$ .

#### 5.3.2 Massenstrom / Druckverhältnis

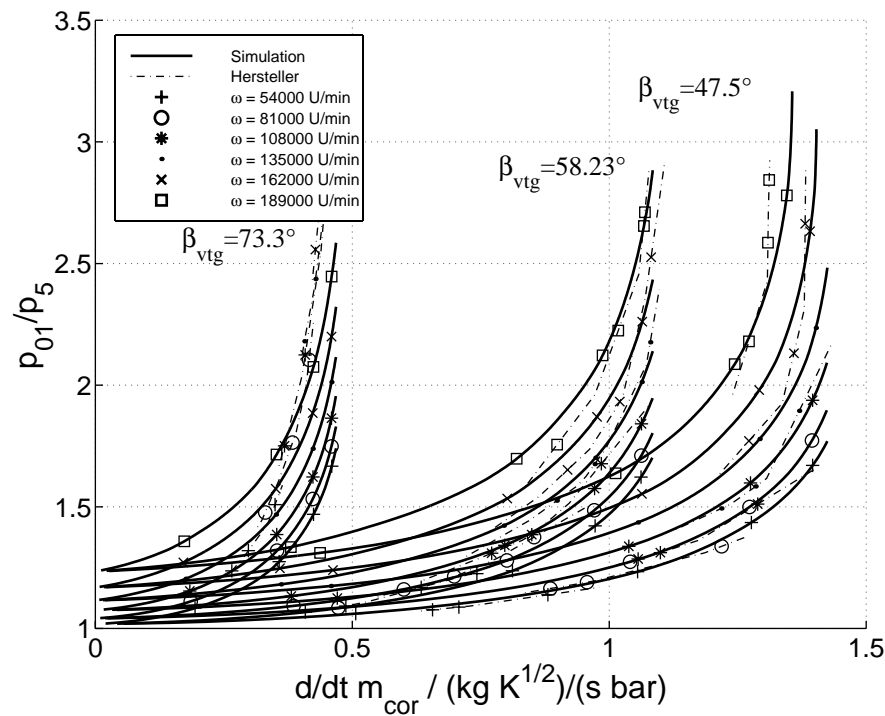
Für die VTG-Stellungen 0, 50, 100% sind die simulierten und die vom Hersteller gemessenen Turbinenkennlinien im Bild 5.21 dargestellt. Das Diagramm stellt die Daten über dem korrigierten Massenstrom dar, der auch in den Herstellerdaten verwendet wird. Es gilt

$$\dot{m}_{cor} = \dot{m} \frac{\sqrt{T_{01}}}{p_{01}}, \quad (5.1)$$

---

<sup>4</sup>Ladertypen und Ergebnisse sind vertraulich und dürfen deshalb hier nicht veröffentlicht werden.



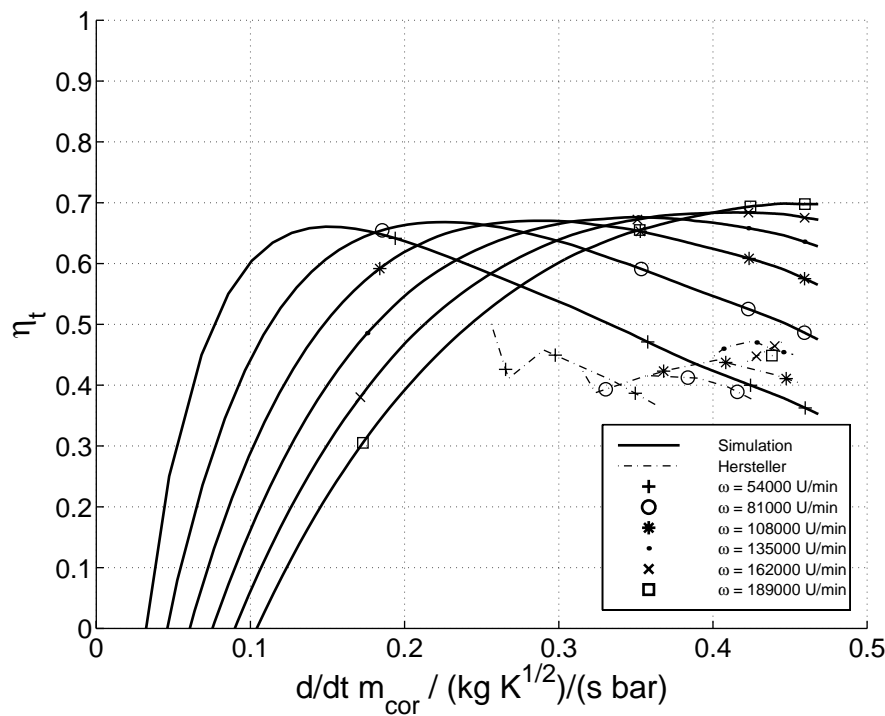


**Bild 5.21:** Druckverhältnis  $p_{01}/p_5$ , das zur Aufrechterhaltung eines bestimmten (korrigierten) Massenstromes  $\dot{m}_{cor}$  durch die Turbine notwendig ist, als Funktion der Laderdrehzahl  $\omega_{ATL}$  und VTG-Stellung  $\beta_{VTG}$ . Die angegebene VTG-Stellung gilt jeweils für die Kurvenschar über alle Drehzahlen.

wobei  $T_{01}, p_{01}$  die Totaltemperatur und der Totaldruck am Eingang der Turbine im jeweiligen Arbeitspunkt sind. Aus dem Diagramm wird deutlich, daß die Simulation einen deutlich größeren Kennfeldbereich abdecken kann, als dies mit den wenigen Messungen des Herstellers möglich ist. Wichtige Effekte werden von der Simulation gut dargestellt, so z.B. die Abhängigkeit des maximalen Durchsatzes von der VTG-Stellung und der Minimaldruck, der bei einer Drehzahl notwendig ist, um den Massenstrom gegen das Zentrifugalfeld im Rotor zu bewegen.

Der Bereich einstellbarer Arbeitspunkte ist auf einem Turbinenprüfstand in der Regel sehr klein. Die Turbine wird meist im Zusammenhang mit einem bestimmten Verdichter vermessen, wodurch nicht jede beliebige Belastung eingestellt werden kann. Die Brennkammer des Prüfstands erfordert bestimmte Gastemperaturen und Massendurchsätze, die Variationsbreiten sind auch hier eingeschränkt. Eine weitere Beschränkung der Meßpunkte ergibt sich aus der Problematik, daß nur stationäre Arbeitspunkte vermessen werden können.

Damit ergeben sich unmittelbar die Vorteile des Simulationsmodells für die Anwendung in modellgestützten Regelungsverfahren, die insbesondere Informationen über dynamisch angefahrene



**Bild 5.22:** Simulierte und aus Meßdaten berechnete Wirkungsgrade als Funktion des korrigierten Massenstroms für  $\beta_{VTG} = 73.3^\circ$  (vollständig geschlossen)

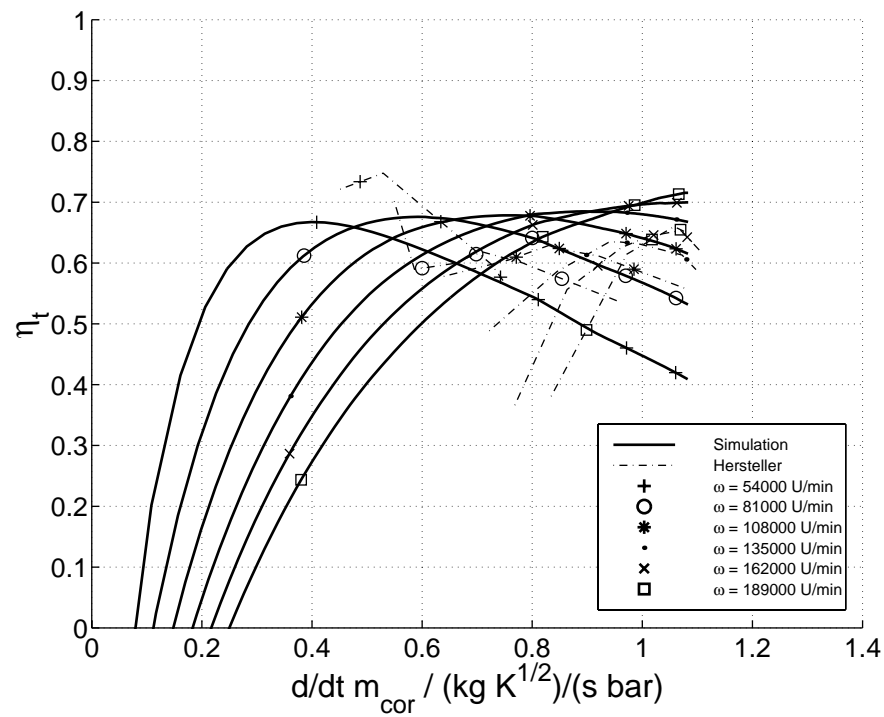
Betriebspunkte benötigen.

Meist werden die Meßwerte der Hersteller in Kennfeldern dargestellt, die aus stationären Prüfstandsversuchen in der Kombination mit einem bestimmten Verdichter aufgezeichnet wurden. Eine Extrapolation aus diesen stationären Kennfeldern ist kritisch. Wird das Turbinenkennfeld auf der Basis dieses Modells voreingestellt und mit den Herstellerangaben in den stationären Arbeitspunkten abgeglichen, ist der Vorgang der „Extrapolation“ begründet durch ein physikalisches Modell. Zusätzlich ergeben sich wertvolle Informationen über den inneren Zustand der Turbine, wie sie im folgenden dargestellt werden.

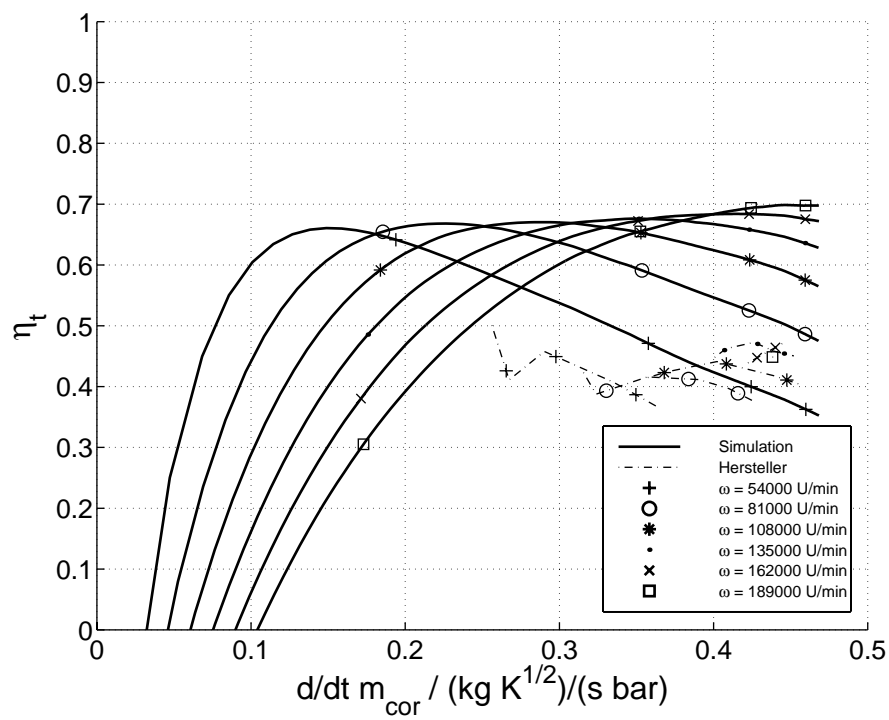
Die Simulation der Turbine ist unabhängig von der verwendeten Belastungseinrichtung „Verdichter“. Damit wird es möglich, in komplexen Simulationsmodellen verschiedene Kombinationen von Verdichtern und Turbinen zu vergleichen.

### 5.3.3 Wirkungsgrad

Für die gleichen VTG-Stellungen wie in Bild 5.21 sind in Bild 5.22 bis 5.24 die gemessenen und simulierten Wirkungsgrade dargestellt. Auch für die Messung der Wirkungsgrade an der Turbi-



**Bild 5.23:** Simulierte und aus Meßdaten berechnete Wirkungsgrade als Funktion des korrigierten Massenstroms für  $\beta_{VTG} = 58.23^\circ$  (50% Stellweg)



**Bild 5.24:** Simulierte und aus Meßdaten berechnete Wirkungsgrade als Funktion des korrigierten Massenstroms für  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (vollständig geöffnet)

ne gilt entsprechend das, was bereits beim Verdichter angemerkt worden ist. Der Wirkungsgrad des Simulationsmodells ist quasi der Spiegel aller Vereinfachungen des Modells gegenüber der Realität. Da auch das Turbinenmodell auf das Kennfeld Massenstrom / Druckverhältnis adaptiert wurde und dort sehr gute Übereinstimmung erreicht wurden, sind Abweichungen des Modells bei den isentropen Wirkungsgraden zu erwarten. Hinzu kommt, daß für einen großen Kennfeldbereich überhaupt keine Meßdaten vorliegen. Hier liefert das Modell zwar plausible Ergebnisse im Massenstrom / Druckverhältnis Kennfeld, für die Verläufe der Wirkungsgrade kann keine bewertende Aussage getroffen werden. Wie auch beim Verdichter berechnet die Simulation für die Turbine um bis zu 30% zu gute Wirkungsgrade, da z.B. die Radseitenreibung nicht berücksichtigt wurde.

### 5.3.4 Strömung am Rotor

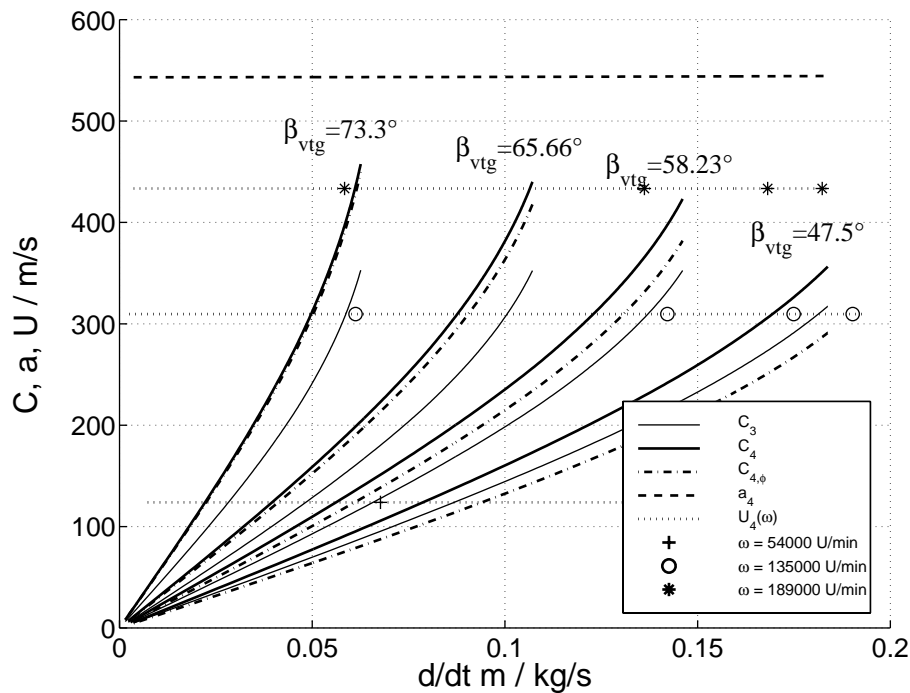
Das Drehmoment, das die Turbine an den Verdichter abgeben kann, ist von der Drehimpulsänderung des Gases über dem Turbinenrotor abhängig, Gl. (4.30):

$$M_t = \frac{dm}{dt}(r_4 C_{4,\varphi} - r_5 C_{5,\varphi}).$$

Diese Beziehung stellt eindeutig heraus, daß mit sehr großer tangentialer Anströmgeschwindigkeit  $C_{4,\varphi}$  ein großes Drehmoment erzielt werden kann.

Bild 5.25 zeigt, wie sich die Anströmung des Rotors in Abhängigkeit vom Massenstrom und der VTG-Stellung verändert. Durch die verstellbaren Leitschaufeln wird die Anströmung des Rotors moduliert. Dabei wird das Gas nach Verlassen der Leitschaufelzone im verbleibenden Ringspalt durch die weitere Querschnittsverminderung unter Beibehaltung des Drehimpulses nochmal beschleunigt. Für eine VTG-Stellung von  $\beta_{VTG} = 73.3^\circ$  ist die Anströmung an den Rotor fast tangential,  $\cos \xi_4 = \frac{C_{4,\varphi}}{C_4} \rightarrow 1$  und somit  $\xi_4 \rightarrow 0$ . An den Schnittpunkten zwischen den Kennlinien der Rotorumfangsgeschwindigkeit  $U_4(\omega)$  und den tangentialen Geschwindigkeitskomponenten  $C_{4,\varphi}$  liegen jeweils optimale Einströmbedingungen in den Rotor vor. Da die Rotorblätter des hier diskutierten Musterladers ohne Neigung in oder gegen die Drehrichtung ( $\beta_4 = 0$ , Bild 3.13) ausgelegt sind, ist in diesen Arbeitspunkten kein Stoßverlust beim Rotoreintritt vorhanden.

Für den Rotoraustritt wird für maximales Drehmoment eine möglichst große Dralländerung gefordert, Gl. (4.30). Aus diesem Grund sind die Rotorblätter am axialen Austritt nach rückwärts geneigt ( $\beta_5 > 0$ , Bild 3.13), sodaß durch die Umlenkung des Gases ein positiver Beitrag für das

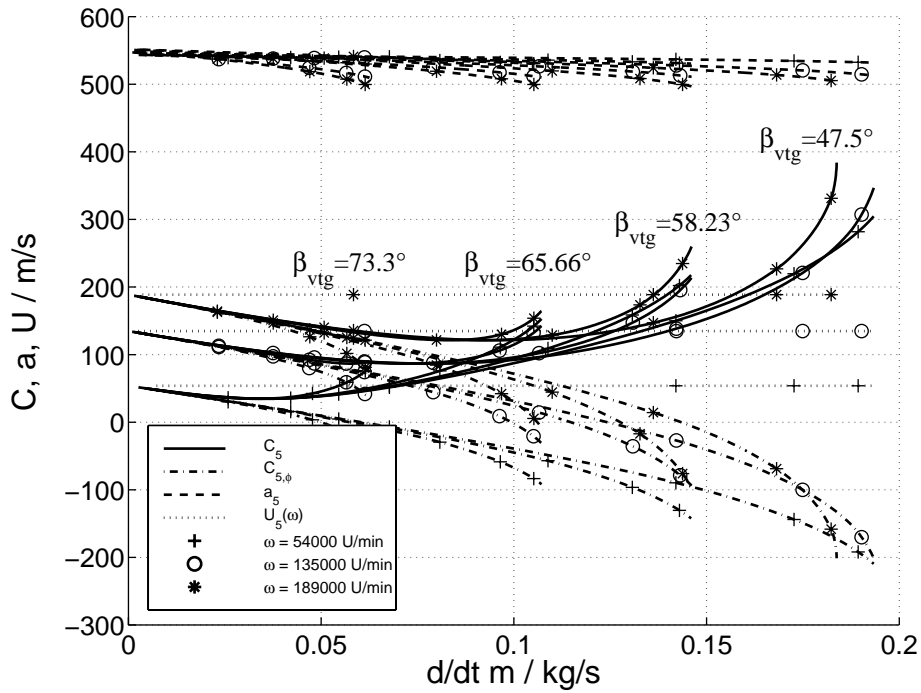


**Bild 5.25:** Strömungsgeschwindigkeiten zwischen den Leitschaufeln (Position ③) und am Rotoreingang (Position ④) als Funktion von Massenstrom  $\dot{m}$ , VTG-Stellung  $\beta_{VTG}$  und Laderdrehzahl  $\omega$

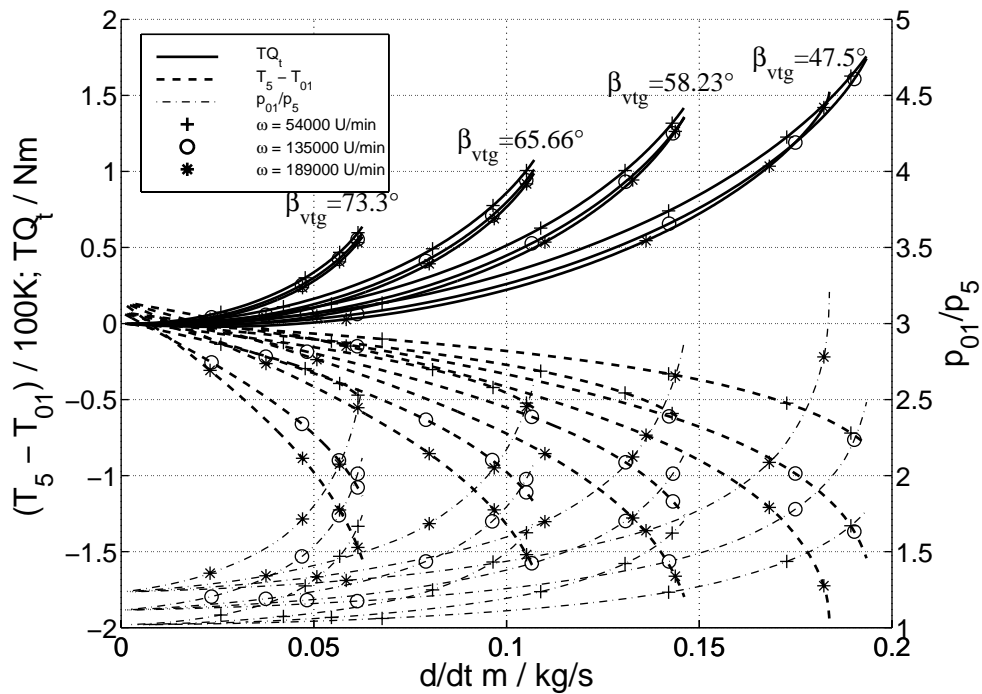
Drehmoment geliefert wird. Bild 5.26 zeigt die Strömungsbedingungen am Rotoraustritt als Funktion vom Massenstrom, der VTG-Stellung und der Laderdrehzahl. Wenn auch die tangential Restgeschwindigkeit erst bei hohen Drehzahlen und Massendurchsätzen negativ wird, führt die Auslegung des Turbinenrotors mit steigendem Massenstrom zu einer stetigen Zunahme des Drehmoments, Bild 5.27.

### 5.3.5 Drehmoment

Nach Gl. (4.30) ist das abgegebene Drehmoment der Turbine abhängig von der Drehimpulsänderung, also vom Massenstrom und der tangentialen Strömungsgeschwindigkeit des Gases am Rotoreintritt und -austritt. Die Strömungsgeschwindigkeiten wurden mit den Bildern 5.25 und 5.26 diskutiert. Bild 5.27 zeigt nun das Drehmoment über dem Massenstrom, der VTG-Stellung und Laderdrehzahl. Nur für kleine Massenströme und hohe Drehzahlen wird das Drehmoment leicht negativ. Für alle anderen Bereiche ist es mit steigendem Massenstrom monoton wachsend. Die Abhängigkeit von der Laderdrehzahl kann vernachlässigt werden, dagegen kann das Moment z.B. bei  $\dot{m} = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  durch Schließen der Leitschaufeln bis um das vierfache gegenüber dem geöff-



**Bild 5.26:** Strömungsgeschwindigkeiten am Rotorausgang (Position 5) als Funktion von Massenstrom  $\dot{m}$ , VTG-Stellung  $\beta_{VTG}$  und Laderdrehzahl  $\omega$



**Bild 5.27:** Drehmoment der Turbine  $M_t$  als Funktion des Turbinen-Massenstroms  $\dot{m}_t$ , der Laderdrehzahl  $\omega_{ATL}$  und der VTG-Stellung  $\beta_{VTG}$ . Zur Orientierung ist das benötigte Druckverhältnis  $p_{01}/p_5$  eingetragen. Außerdem ist das Temperaturgefälle  $T_5 - T_{01}$  über der Turbine dargestellt.

neten Zustand überhöht werden. Allerdings geht dies unmittelbar mit einem wesentlichen, drehzahlabhängigen Druckanstieg vor der Turbine einher. Dieser hat im Betrieb Auswirkungen auf die Abgasrückführung, die in einem solchen Arbeitsbereich meist gefordert ist.

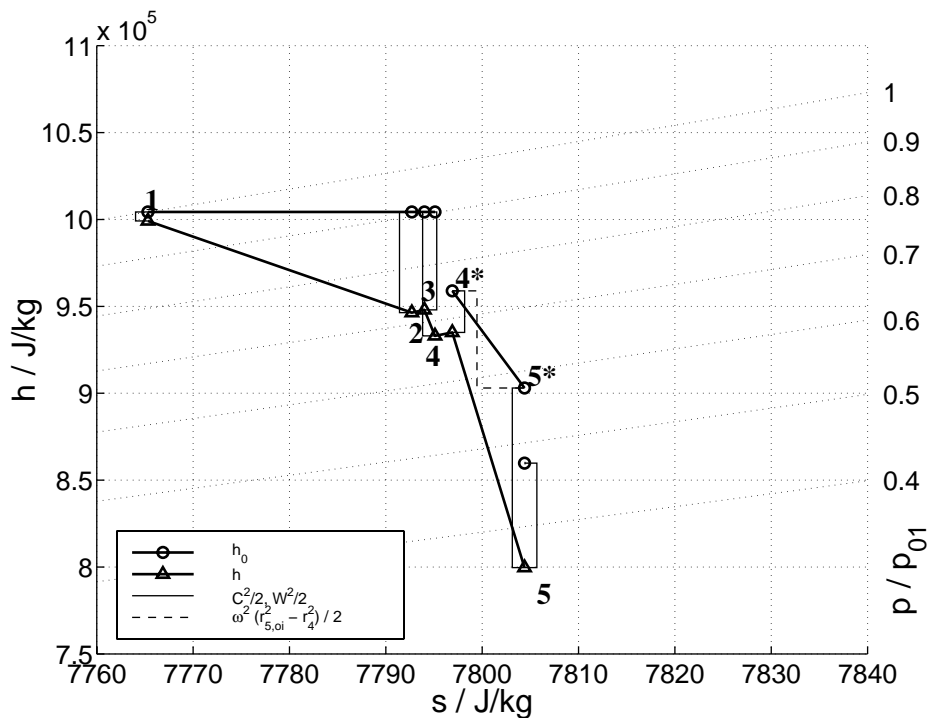
Bild 5.27 zeigt auch das simulierte Temperaturgefälle über der Turbine, das mit steigendem Moment betragsmäßig zunimmt. Bei kleinen Massendurchsätzen ist das Temperaturgefälle für ein bestimmtes Moment größer als bei hohen. Es nimmt generell für höhere Drehzahlen zu.

### 5.3.6 Zustandsdiagramme

Ausgehend von einer mittelhohen Drehzahl  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$  werden bei geöffneter VTG die Zustandsdiagramme für verschiedene Massenströme in den Bildern 5.28 bis 5.33 dargestellt. Ausgehend von dieser Basis wird an jeweils einer exemplarischen Stelle die Variation der VTG-Position, Bilder 5.34 bis 5.35, und der Laderdrehzahl, Bilder 5.36 bis 5.37, demonstriert.

In den Diagrammen sind die spezifischen Totalenthalpien  $h_0$  für den Eingangsbereich, durch die VTG hindurch bis zum Rotor, im Rotor und am Ausgang der Turbine als drei stark ausgezogene Linien dargestellt, wobei die Werte an den Positionen ① bis ⑤, vgl. Bild 3.3, mit einem Kreis markiert sind. Die Werte bei Position ④\* und ⑤\* beziehen sich auf das bewegte Koordinatensystem des Rotors. Die spezifische Enthalpie des strömenden Gases  $h$  ist als stark ausgezogene Linie durch den gesamten Verdichter hindurch dargestellt. Sie ändert sich bei der Umrechnung zwischen Koordinatensystemen nicht. Die kinetischen und rotatorischen Energiebeträge  $C^2/2$ ,  $W^2/2$  bzw.  $\omega^2(r_{5,oi}^2 - r_4^2)/2$  (aus Gl. (2.66)) sind als vertikale Abstände zwischen den verschiedenen Enthalpieniveaus abzulesen. Zur Orientierung sind die kinetischen Energiebeträge mit ausgezogenen eckigen Klammern markiert, der im Rotor umgesetzte potentielle bzw. rotatorische Energiebetrag als gestrichelte Klammer. Bild 5.28 eignet sich gut, um unabhängig von der logischen Abfolge für die nachfolgende Diskussion zunächst einen Überblick über die Darstellungsweise zu gewinnen.

Das erste Bild 5.28 zeigt für geöffnete VTG-Position, fast maximalen Massendurchsatz und eine mittelhohe Drehzahl das Enthalpie-Entropie-Diagramm. Vom Eingang des Turbinengehäuses Position ① wird das Abgas bis zum Eintritt in den Bereich der verstellbaren Leitschaufeln, Position ②, beschleunigt. Dabei treten durch die hohe Strömungsgeschwindigkeit Reibungsverluste auf, die sich im Entropiezuwachs zeigen. Bis zur Position ④ wird das Gas weiter beschleunigt und steht unmittelbar vor dem Eintritt in den Turbinenrotor. Aus Bild 5.25 lässt sich für diesen



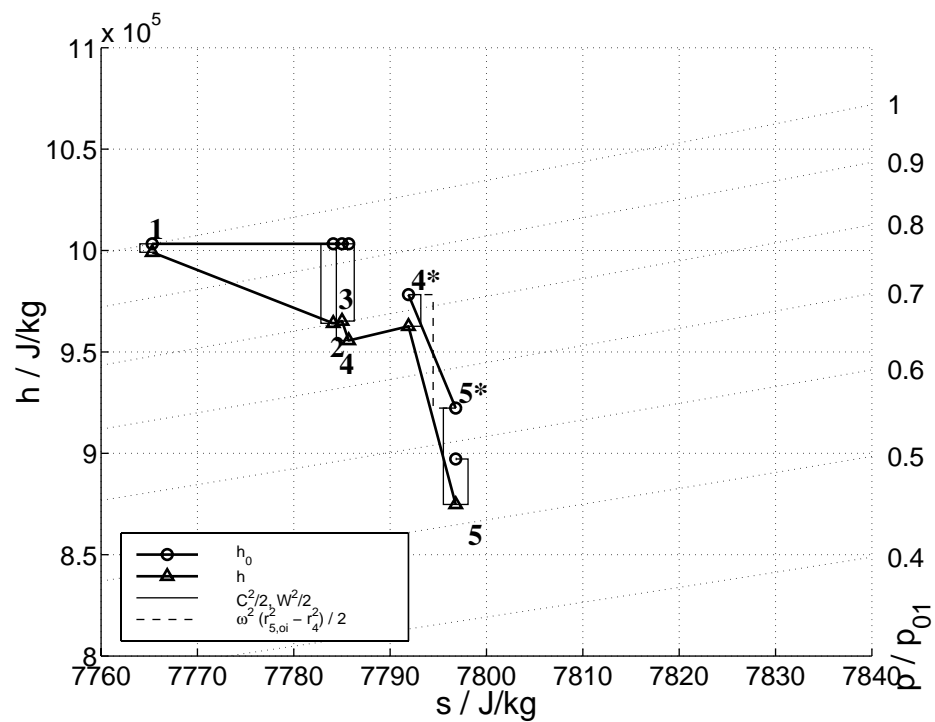
**Bild 5.28:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.19 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).

Betriebspunkt eine relativ gute Bedingung für das Einströmen in den Rotor ablesen: Umfangsgeschwindigkeit und tangentielle Anströmgeschwindigkeit liegen in der gleichen Größenordnung. Dementsprechend ist der Entropiezuwachs zur Position (4\*) durch den Stoßverlust klein. Im Rotor expandiert das Gas zur Position (5\*) und gelangt dabei an die Schallgeschwindigkeit als Grenzgeschwindigkeit. Die Umrechnung in Absolutkoordinaten nach Verlassen des Rotors liefert in der Position (5) die als Bezugsbasis benötigten Totalbedingungen am Rotorausgang.

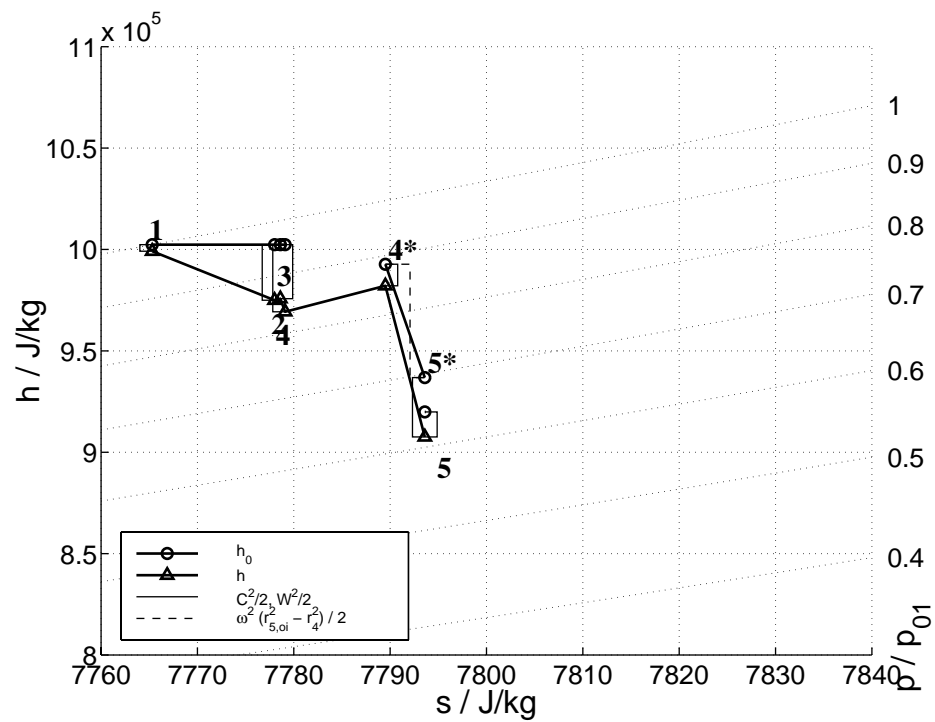
Eine geringfügige Verminderung des Massenstroms in Bild 5.29 auf  $\dot{m}_t = 0.17 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  führt unmittelbar zu einer Abnahme der strömungsbedingten Verluste im Eingangsbereich, jedoch nehmen die Stoßverluste am Eingang des Turbinenrotors zu. Die Ausgangsgeschwindigkeit des Rotors an der Position (5\*) ist nicht mehr im kritischen Bereich.

Die folgenden Bilder 5.30 bis 5.33 zeigen für die weitere Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit, daß das Zustandsdiagramm immer mehr von zwei charakteristischen Vorgängen geprägt wird. Der Einfluß der kinetischen Energien nimmt immer weiter ab, während die Stoßverluste am Rotoreingang und die Durchströmung des Rotors entgegen der Zentrifugalkraft (im mitbewegten System) dominant werden. Bei sehr kleinen Massenströmen zeigt Bild 5.33 schließlich, daß die

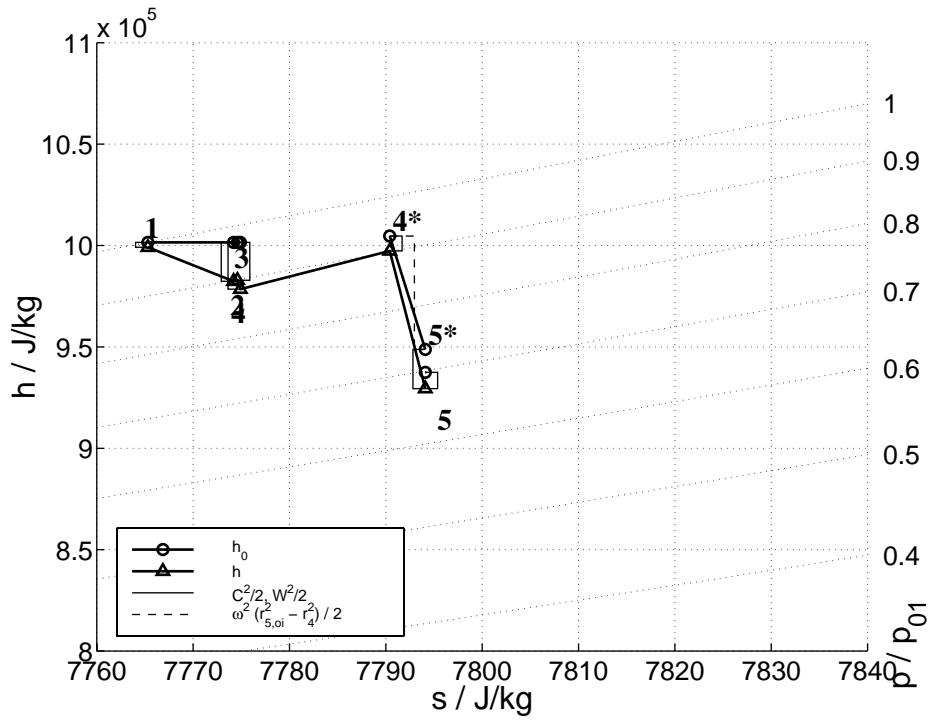




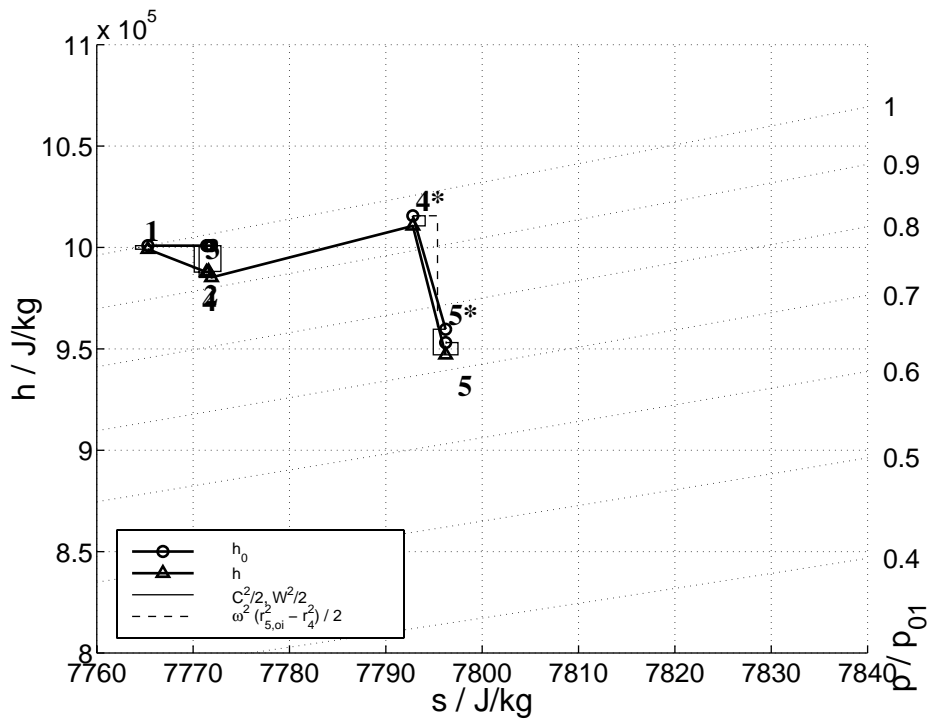
**Bild 5.29:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.17 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).



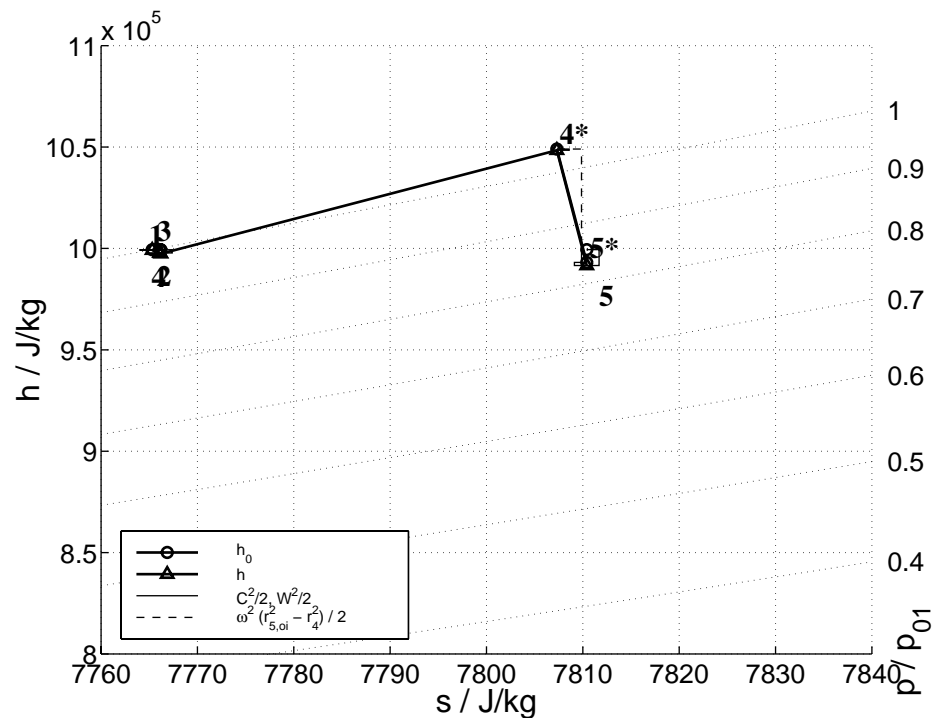
**Bild 5.30:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.15 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).



**Bild 5.31:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\min}$ ,  $\dot{m}_t = 0.13 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).



**Bild 5.32:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\min}$ ,  $\dot{m}_t = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).

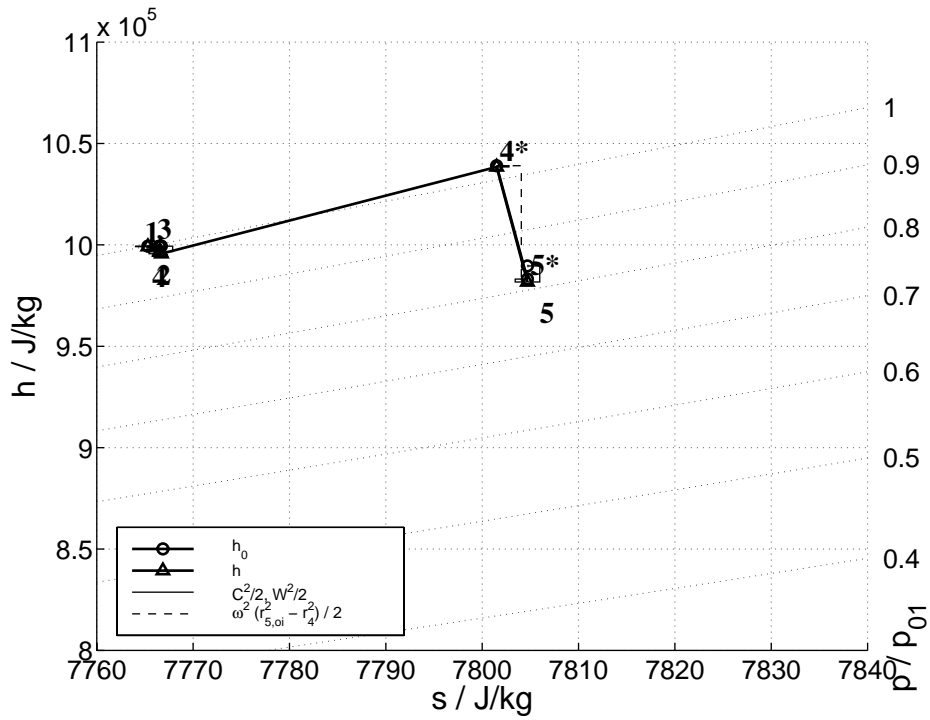


**Bild 5.33:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.04 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).

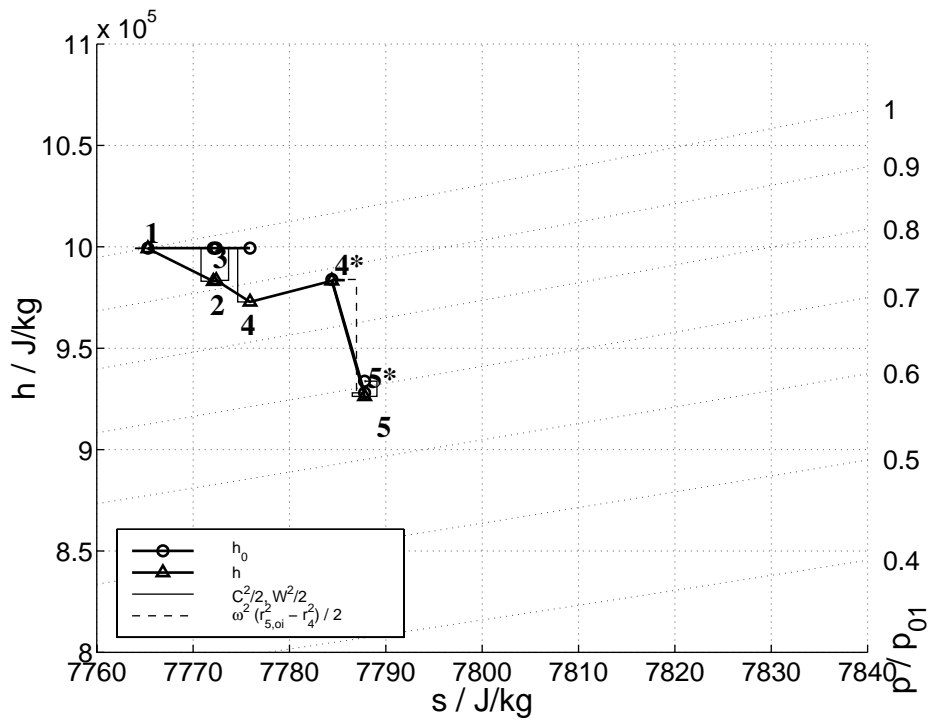
Totalenthalpie am Eingang und Ausgang der Turbine fast auf gleichem Niveau liegen, wohingegen ein Druckverlust unter Entropiezuwachs zu beobachten ist. Verglichen mit Bild 5.27 und Bild 5.24 ist das Drehmoment bei diesem Arbeitspunkt tatsächlich leicht negativ, die Turbine bremst das Laufzeug ab, und der simulierte berechnete Wirkungsgrad ist aufgrund der mechanischen Energieaufnahme ebenfalls negativ.

Bei diesem niedrigen Massenstrom in Bild 5.33 kann sehr gut gezeigt werden, welche Auswirkungen nun das Schließen der VTG hat. In Bild 5.34 ist die VTG in eine halb geschlossene Position gebracht worden. Während im Einlaßbereich der Turbine noch keine wesentlichen Änderungen festzustellen sind, wird der Stoßverlust beim Eintritt in den Rotor schon etwas geringer. Die Position **4\*** wandert in Richtung kleinerer Entropien.

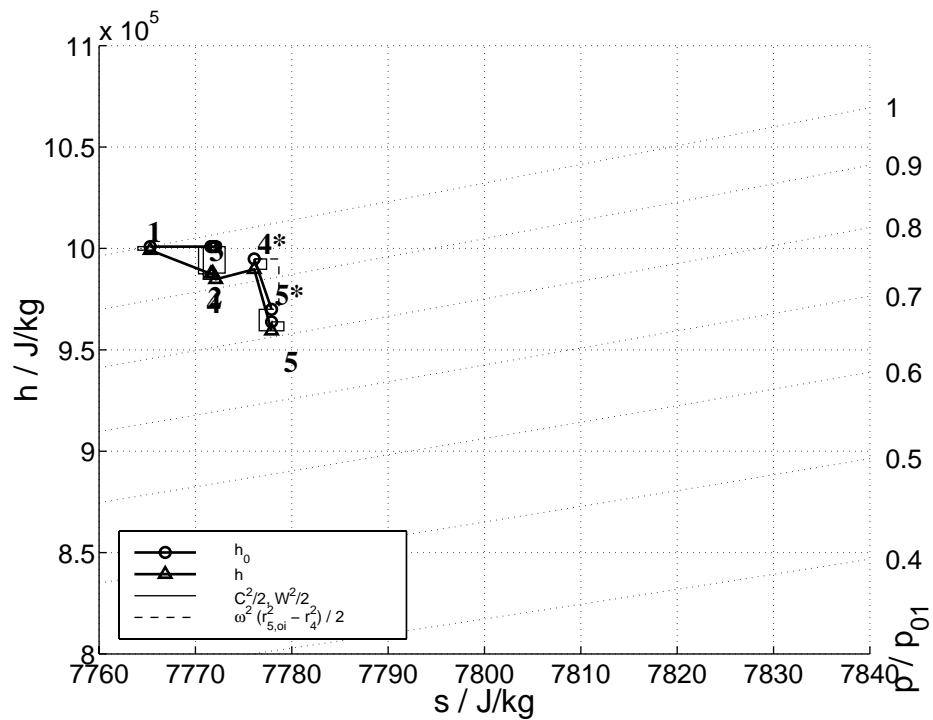
Deutlich wird der Effekt der VTG in geschlossener Stellung in Bild 5.35 sichtbar. Durch die Leitschaufeln wird der immer noch sehr kleine Massenstrom soweit beschleunigt, daß die Verluste beim Eintritt in den Rotor kleiner werden und damit mehr Enthalpie in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann. Erkennbar ist an den drei letzten Diagrammen auch, daß sich die Strömungsverhältnisse am Rotorausgang nicht ändern, wohl aber deren absolute Lage im Zustandsdiagramm.



**Bild 5.34:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.04 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 58.23^\circ$  (halb geöffnet).



**Bild 5.35:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.04 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 73.3^\circ$  (geschlossen).



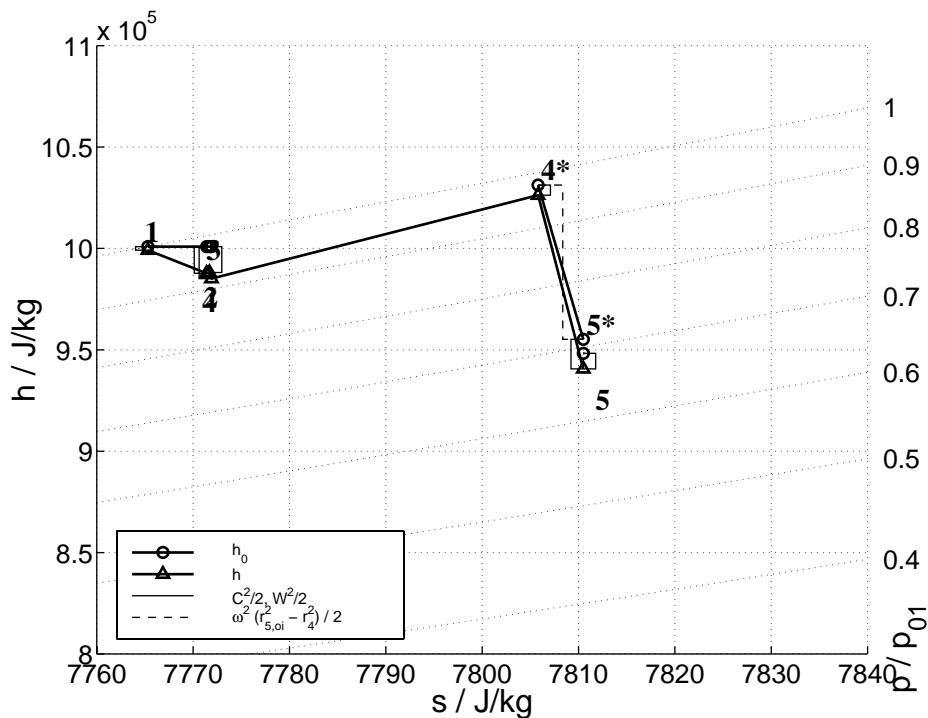
**Bild 5.36:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 108000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).

Ausgehend von Bild 5.32, das die inneren Zustände der Turbine bei der Bezugsdrehzahl  $\omega_{ATL} = 162000 \frac{1}{\text{min}}$  und einem mittleren Massenstrom  $\dot{m}_t = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  darstellt, wird im Bild 5.36 die Laderdrehzahl auf  $\omega_{ATL} = 108000 \frac{1}{\text{min}}$  abgesenkt und in Bild 5.37 auf  $\omega_{ATL} = 189000 \frac{1}{\text{min}}$  angehoben. Beim Absenken der Drehzahl wird nicht nur das im Rotor durchschrittene Potentialfeld geringer (Totalenthalpie-Differenz zwischen Position (4\*) und (5\*)) sondern auch der Stoßverlust am Rotoreingang. Bild 5.25 belegt, daß beim ausgewählten Massenstrom eine geringere Umfangsgeschwindigkeit für die tangentielle Anströmgeschwindigkeit benötigt wird, um die Verluste zu minimieren.

Beim Anheben der Laderdrehzahl, Bild 5.37, sind genau die umgekehrten Effekte zu beobachten. Der Stoßverlust nimmt, ebenso wie das zu durchschreitende Potentialfeld im Rotor, erheblich zu.

### 5.3.7 Zusammenfassung

Die Simulation der Turbine benötigt außer den geometrischen Parametern des Laders nur einen weiteren Parameter  $\zeta$  zur Darstellung von geschwindigkeitsabhängigen Strömungsverlusten. Das



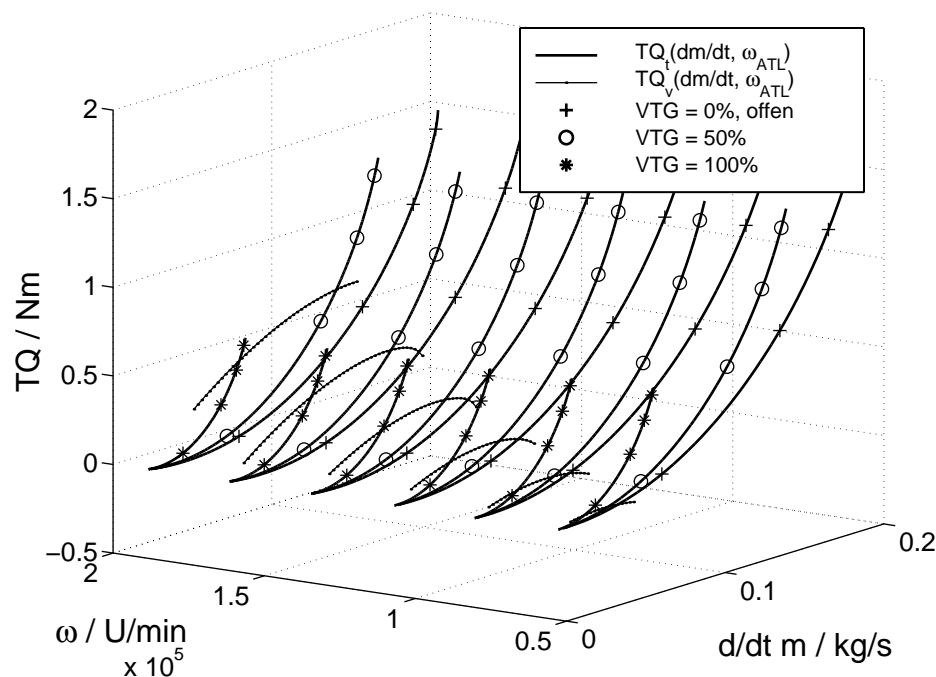
**Bild 5.37:** Mollierdiagramm Turbine bei  $\omega_{ATL} = 189000 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $\dot{m}_t = 0.11 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  und  $\beta_{VTG} = 47.5^\circ$  (offen).

reale Verhalten der Turbine wird durch das Modell unter Berücksichtigung der Randbedingungen, der zum Teil stark vereinfachenden Modellannahmen und Modellunschärfen sehr gut abgebildet, wobei etliche Zusatzinformationen aus dem Modell gewonnen werden können, die aus den üblichen einfachen Messungen nicht hervorgehen, z.B. das am Rotor verfügbare Drehmoment.

Anhand des Modells lassen sich verschiedene Arbeitspunkte genauer untersuchen, z.B. im Hinblick auf kritische Strömungszustände, Drehmomententwicklung, Druckaufbau oder Temperaturgefälle. Dabei sind die Mollierdiagramme eine wertvolle Hilfe. Bei interaktiver Nutzung der Simulation am Rechner können noch erheblich mehr Variationen und Arbeitspunkte untersucht werden, als im Rahmen dieser Arbeit darstellbar ist.

Bei der Simulation größerer Turbinen konnten ähnlich gute Übereinstimmungen zwischen Simulationsergebnissen und Meßdaten erreicht werden<sup>5</sup>, wobei die strömungsbezogenen Parameter gegenüber der hier vorgestellten Turbine kaum zu ändern waren.

<sup>5</sup>Ladertypen und Ergebnisse sind Vertraulich und dürfen deshalb hier nicht veröffentlicht werden.



**Bild 5.38:** Drehmoment von Turbine und Verdichter über Massenstrom und Laderdrehzahl.

## 5.4 Kopplung der Strömungsmaschinen

Das dynamische Verhalten des Turboladers wird nicht nur durch die direkte Kopplung von Turbine und Verdichter mittels der gemeinsamen Welle bestimmt, sondern wesentlich durch die Ankopplung an den Verbrennungsmotor. Dieser bestimmt durch seine Drehzahl, das Hubvolumen, den Liefergrad sowie den Ladedruck und die -temperatur den tatsächlichen Massenstrom, der vom Verdichter gefördert werden muß. Für den Turbinenmassenstrom kommt noch die eingeförderte Kraftstoffmasse hinzu, sodaß dieser geringfügig größer als der Verdichtermassenstrom ist.

Ist eine Abgasrückführung vorhanden, so stellt diese einen Kurzschluß für den Lader dar. In Strömungsrichtung wird in Abhängigkeit von der Ventilstellung vor der Turbine Abgasmassenstrom entnommen, der hinter dem Verdichter wieder in die Ladeluft eingeleitet wird. Dadurch verändert sich auch der Arbeitspunkt des Turboladers.

Bei Beschleunigungsvorgängen baut sich der Ladedruck gewöhnlich erst nach kurzer Zeit auf. Damit mißt das Steuergerät des Motors mehr Kraftstoff zu und Motorleistung und Abgastemperatur steigen. Dadurch kann in der Turbine mehr Leistung gewandelt werden. Bild 5.38 zeigt die simulierten Drehmomente der Turbine für drei verschiedene VTG Positionen und des Verdichters, jeweils über Massenstrom und Drehzahl. Nicht dargestellt sind sämtliche Verlustdrehmomente,

z.B. die der Lagerreibung oder der Radseitenwandreibung. Die qualitative Betrachtung zeigt die schon in den vorangegangenen Abschnitten aufgezeigten Effekte im direkten Vergleich. Das Drehmoment der Turbine ist stark vom Massenstrom abhängig und kann in Bereichen mit niedrigem Durchsatz durch schließen der VTG angehoben werden. Es ist von der tatsächlichen Laderdrehzahl weitestgehend unabhängig. Hingegen nimmt das vom Verdichter aufgenommene Drehmoment deutlich mit der Laderdrehzahl zu. Die Zunahme aufgrund eines höheren geförderten Massenstromes ist beim Verdichter weniger stark ausgeprägt als bei der Turbine.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Entwicklung moderner Dieselmotoren steht heute unter dem stetig wachsenden Anspruch an Verbrauchsminimierung und Abgasoptimierung. Grenzwerte für limitierte Abgaskomponenten werden mit jeder Normierungsstufe, die in Kraft gesetzt wird, schärfer. Nicht nur die Forderung nach einem Fahrzeug mit einem Verbrauch von weniger als  $3.0 \frac{l}{100km}$  sondern auch die auf den Hubraum und Verbrauch bezogenen Steuerabgaben, die das Kaufverhalten der Kunden lenken sollen, erzwingen eine Reihe von Maßnahmen.

Im Rahmen der Entwicklung werden deshalb immer mehr Simulationswerkzeuge eingesetzt, um schon im Vorfeld einer Fahrzeug- oder Motorenentwicklung Varianten, Strategien und Konzepte erproben zu können, ohne daß aufwendige Prüfstandsversuche mit Prototypen durchgeführt werden müssen. Diese Simulationen bestehen in der Regel aus einzelnen Funktionsmodulen, die Teilfunktionen des Gesamtsystems abbilden.

Für diese Module werden meist Kennfelder und Kennlinien zur Parametrierung verwendet, die vom Hersteller der späteren Komponente zur Verfügung gestellt werden. Über die Qualität der Messungen ist insbesondere bei Turboladern nur selten Information zu bekommen.

Bei Dieselmotoren hat sich neben neuen Einspritzkonzepten (z.B. Pumpe-Düse, Common-Rail, Mehrfacheinspritzung) auch die Aufladung mit Abgasturboladern bewährt. In letzter Zeit wird sehr viel Aufmerksamkeit auf Turbolader mit verstellbarer Turbinengeometrie (VTG) gerichtet, da diese in ihrem Betriebsverhalten an den weiten Arbeitsbereich eines Kraftfahrzeugmotors angepaßt werden können. Während einerseits noch Untersuchungen zur Ausführung der VTG durchgeführt werden, müssen andererseits bereits Regelkonzepte und -strategien für den Serieneinsatz verfügbar sein.

Auf der Basis thermodynamischer Grundlagen, die im Hinblick auf die Modellierung eines Turboladers zusammengestellt wurden, ist in dieser Arbeit ein physikalisch begründetes, parametrisches Modell für Turbolader mit variabler Turbinengeometrie entstanden. Folgende Ziele wurden für die Modellbildung definiert:

- Das Modell soll das stationäre und dynamische Verhalten des Laders mit seinen Stellgliedern für regelungstechnische Applikationen abbilden.
- Das Modell soll als Beobachter einsetzbar sein.

- Das Modell soll Betriebsbereiche abdecken, die nicht von den stationär gemessenen Daten des Herstellers beschrieben werden.
- Das Modell soll hauptsächlich auf den geometrischen Daten des Laders beruhen.
- Das Modell soll optional an vorhandene Meßwerte und Kennlinien adaptierbar sein.

Um die Simulation dabei so einfach wie möglich zu halten, wurden folgende Randbedingungen festgelegt:

- Turbine und Verdichter werden als einzelne, voneinander unabhängige Strömungsmaschinen berechnet.
- Es wird ein Gemisch mehratomiger idealer Gase als strömendes Fluid angenommen.
- Für jede Strömungsmaschine wird in allen Strömungsquerschnitten der Massenstrom auf einen Stromfaden konzentriert angenommen.
- Verluste durch Turbulenzen, Wandreibung und Strömungsabriß (Stall) werden durch entsprechende Verlustkoeffizienten berücksichtigt.

Im Grundlagenbereich wird die Auswirkung verschiedener Abgaszusammensetzungen und Temperaturen diskutiert. Das Modell, insbesondere die Turbine, kann mit unterschiedlichen Gas-konfigurationen berechnet werden.

Die Strömungsmaschinen sind jeweils in einzelne Strömungsabschnitte untergliedert, die jeweils nach dem gleichen Schema berechnet werden. Die Berechnung geht zunächst von einem adiabaten Zustandsübergang aus, Verluste oder rotatorische Energien werden dann bei der Berechnung zusätzlich berücksichtigt. Damit kann der Zustand des Gases durch die Strömungsmaschinen hindurch beobachtet und analysiert werden.

Aus den Drücken an den Ein- und Ausgängen der Strömungsmaschinen und der Eingangstemperatur wird der geförderte Massenstrom und das Drehmoment bei einer bestimmten Drehzahl durch das Modell berechnet. Ferner liefert das Modell zudem Zustandsgrößen im Verdichter oder der Turbine, die nicht oder nur schwer meßbar sind. In den angeschlossenen Behltermodellen vor und hinter den Strömungsmaschinen werden zu- und abfließende Massen- und Enthalpieströme zu einer Gesamtmasse des Gases mit einem bestimmten Energiegehalt integriert, woraus sich wiederum der Druck und die Temperatur an den Schnittstellen der Strömungsmaschinen einstellt.

Die Parametrierung des Modells erfolgt auf der Basis geometrischer Daten für Verdichter und Turbine. Nur abzählbar wenige Parameter ( $\zeta_V$ ,  $\zeta_T$ ,  $M_{Max}$ ,  $\zeta_S$ ) beschreiben Strömungseffekte, die nicht unmittelbar aus der Geometrie von Verdichter und Turbine hervorgehen. Die Simulationsergebnisse treffen unter Berücksichtigung der gewählten Randbedingungen und Vereinfachungen die vom Hersteller gemessenen Kennwerte. Zusätzlich läßt die Simulation eine Trennung der Turbinen- und Verdichtenfunktion zu, wodurch unabhängig vom Angebot des Herstellers unterschiedliche Kombinationen von Turbine und Verdichter in Simulationen erprobt werden können.

Die Simulationsergebnisse sind in verschiedenen Diagrammen als Funktion des Massenstroms, der Drehzahl und der VTG-Stellung zusammengefaßt und in diversen Mollierdiagrammen als Einzelzustände dargestellt. Die Diskussion der Ergebnisse zeigt zum einen den Zusammenhang zwischen den Ein- und Ausgangsgrößen des Modells, ermöglicht zum anderen einen transparenten Einblick in die Funktionsweise der Strömungsmaschinen und eröffnet den Weg für die Entwicklung innovativer Regelstrategien.

Das Modell kann z.B. zur „Aufhellung“ von sogenannten Black-Box-Modellen verwendet werden, wie sie derzeit häufig als Simulationsmodul eingesetzt werden. Ein Black-Box-Modell zeichnet sich dadurch aus, daß die Eingänge durch parametrierbare Verknüpfungen auf die Ausgänge geführt werden und damit ein bestimmtes Prozeßverhalten in Bezug auf die E/A-Signale nachgebildet werden kann. Dabei sind die inneren Verknüpfungen nicht physikalisch interpretierbar. Der entscheidende Nachteil dieser Black-Box-Modelle ist, daß das gesuchte Prozeßverhalten in der Regel aus Meßdaten eines real existierenden Prozesses erlernt und in dem Modell gespeichert wird. Außerdem ist nur in dem zuvor trainierten Bereich ein vertrauenswürdiges Simulationsergebnis existent.

Insbesondere im Vorstadium einer Entwicklung oder Abschätzung von Strategien ist es meist gar nicht möglich, Messungen durchzuführen, da der Aufbau und Vermessung eines Prototypen zusätzlich Zeit und finanzielle Mittel benötigt. In diesem Bereich ist der Einsatz des in dieser Arbeit entwickelten Modells vorteilhaft. Im gesamten dynamischen Arbeitsbereich der Strömungsmaschinen liefert das Modell physikalisch begründete Ergebnisse, die als Trainingsdaten für Neuronale Netze zur Grundeinstellung oder zur Erweiterung eines durch Meßdaten trainierten Bereichs verwendet werden können.

Verschiedene Einsatzbereiche dieses Modells sind denkbar. Neben den schon erwähnten Si-

mulationen in frühen Stadien einer Entwicklung, kann das Modell auch als Beobachter in modellgestützten Regelkreisen oder Diagnosesystemen oder auch bei der Automatisierung von Turboladerprüfständen eingesetzt werden. Für die Versuchsplanung zur Kennlinienvermessung eines noch unbekannten Laders kann das Modell vorab Schätzwerte für das zu erwartende Ergebnis liefern und damit eine optimierte Erstellung der Meßprogramme ermöglichen.

## A Simulationsprogramm

Die thermodynamische Berechnung des Turboladers, wie sie in Kapitel 4 vorgestellt wurde, ist als ANSI-C-Programm realisiert und beim Autor<sup>6</sup> erhältlich. Dieses Programm ist damit auf alle gängigen Rechnerplattformen portierbar.

Das Programm besteht im wesentlichen aus verschiedenen frei konfigurierbaren Schleifen (for-loops), die Werte nicht nur mit festem Increment erzeugen, sondern auch die Schleifenwerte aus Tabellen auslesen können. Damit kann jedes beliebige Kennfeld mit bis zu 6 Eingangsdimensionen konfiguriert werden. Ein genereller Ablaufplan ist in Bild A.1 zu sehen. Für jeden Arbeitspunkt werden die Zustände gemäß Bild A.2 berechnet. Der Ablauf entspricht auch den Diagrammen in Bild 4.5 und 4.11. Die Berechnung der einzelnen Zustandsübergänge erfolgt gemäß Bild 4.6.

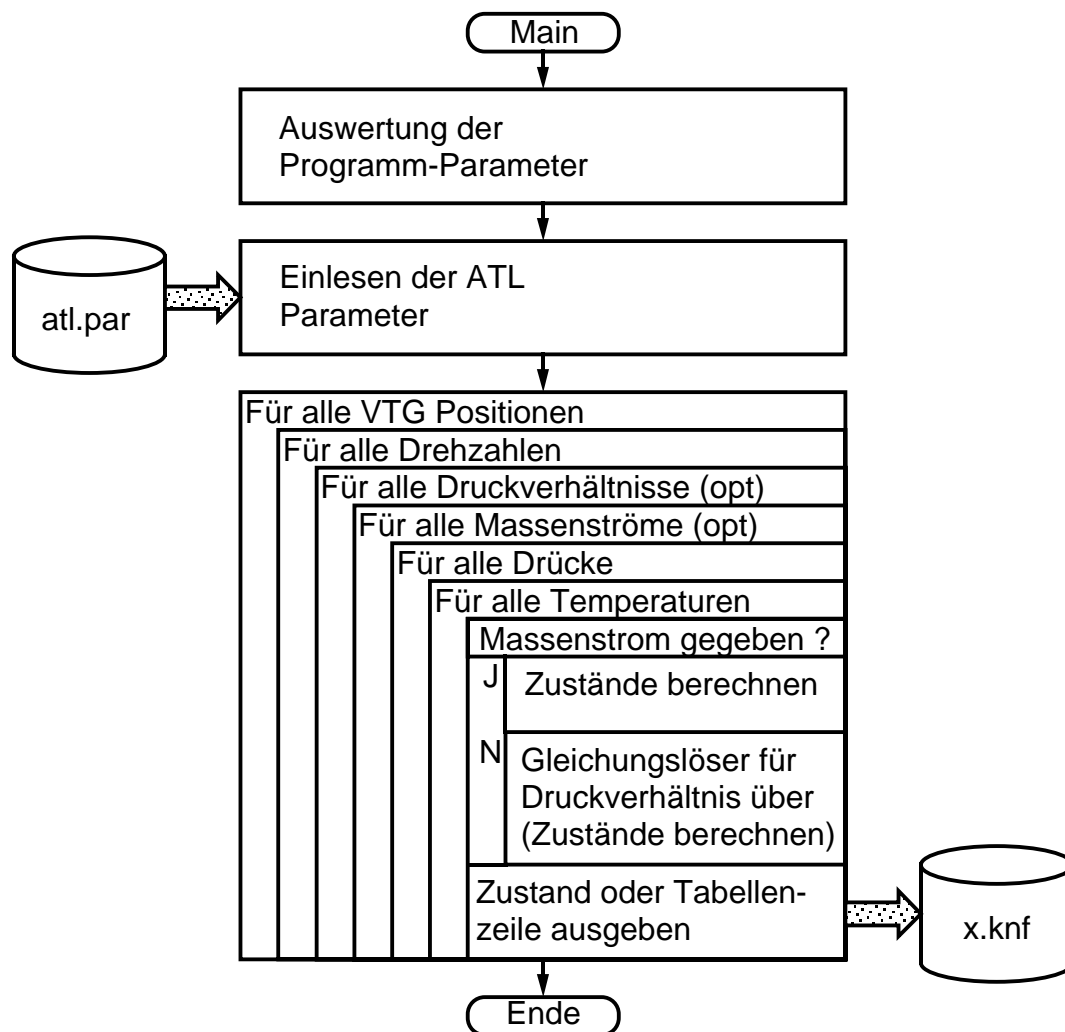
Wenn ein Kennfeld mit einem Druckverhältnis als Eingangsgröße gerechnet werden soll, sind mehrere Gleichungslöser geschachtelt aktiv. Der äußere variiert den Massenstrom durch die Strömungsmaschine so lange, bis das geforderte Druckverhältnis erreicht worden ist oder die Stopfgrenze erreicht ist. Für jeden einzelnen Zustandsübergang wird die Strömungsgeschwindigkeit am Ausgang so lange variiert, bis die Rechnung des adiabaten Zustandsübergangs unter zusätzlicher Berücksichtigung der Verluste oder rotatorischen Potentialfelder das gleiche Ergebnis liefert. In den Koordinatentransformationen in Bild A.2 ist die Berechnung der Stoßverluste bei dem Übergang in den Rotor integriert. Durch die Transformationen wird es möglich, die Zustandsübergänge immer nach gleichem Schema zu rechnen, wodurch ein hohes Maß an Zuverlässigkeit des Algorithmus erreicht werden konnte.

Das Simulationsprogramm wird direkt von der Kommandozeile aus gestartet, wobei der Simulationsablauf über Kommandozeilenparameter und eine Konfigurationsdatei gesteuert wird.

- S <file> Angabe der Steuerdatei mit geometrischen Informationen zum Turbolader und zu Kennfeldbereichen der Simulation
- O <file> Ausgabe des Ergebnisses in Datei und nicht auf Bildschirm
- E <file> Ausgabe des Fehlerprotokolls in Datei und nicht auf Bildschirm
- M <mode-list> Einstellung verschiedener Modus-Schalter, durch Kommas getrennte Liste mindestens einer der folgenden Optionen:

---

<sup>6</sup>e-mail: Jens-Achim.Kessel@gmx.de



**Bild A.1:** Übersicht über Programmablauf, auf die Darstellung sämtlicher Unterfunktionen wurde für bessere Übersichtlichkeit verzichtet.

geo Zeige nur die VTG - Geometriedaten im Betriebspunkt

bas Ausgabe der Schnittstellenparameter am Turbolader

all Ausgabe aller kinetischen Energiekomponenten

set Ausgabe der Geschwindigkeitsdreiecke

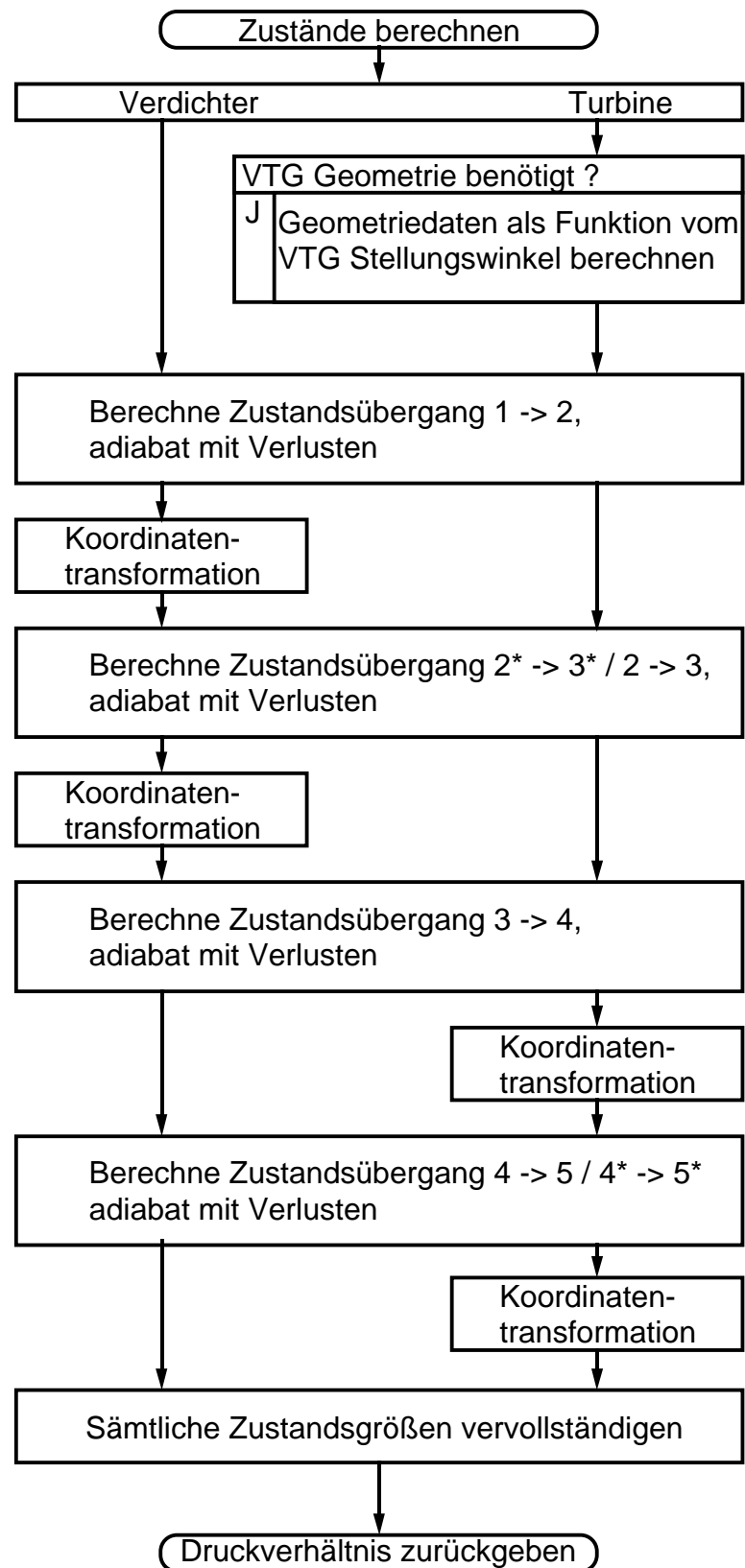
lop Status der Kennfeldschleifen anzeigen

tab Tabellarische Ausgabe eines einzelnen Zustands

nh1 Überschrift der Ergebnistabelle abschalten

mfr Löse Gleichungssystem nach Massendurchfluß

rat Löse Gleichungssystem nach Druckverhältnis



**Bild A.2:** Ablauf für die Berechnung der thermischen Zustände für einen Arbeitspunkt.

tur Berechnung des Turbinenmodells (schließt com aus)

com Berechnung des Verdichtermodells (schließt tur aus)

h Ausgabe der Enthalpiewerte in jedem Stationspunkt

s Ausgabe der Entropiewerte in jedem Stationspunkt

p Ausgabe der Drücke in jedem Stationspunkt

T Ausgabe der Temperaturen in jedem Stationspunkt

C Ausgabe der absoluten Strömungsgeschwindigkeit und -richtung

U Ausgabe der Rotorumfangsgeschwindigkeiten am Ein- und Austritt

G Ausgabe der geometrischen Größen, die durch VTG und Strömungsrichtung während der Simulation berechnet werden.

X1 Ausgabe der Gasdichte, des Strömungszustands und der Schallgeschwindigkeit

-p <value> Zuweisung von  $p_3$  oder  $p_1$  für Turbinen-/Verdichter Simulation, Einheit: hPa

-t <value> Zuweisung von  $T_3$  oder  $T_1$  für Turbinen-/Verdichter Simulation, Einheit: K

-r <value> Zuweisung des Druckverhältnisses  $p_{01}/p_5$  über der Strömungsmaschine, Einheit: 1

-m <value> Zuweisung des Massenstromes  $\dot{m}_T$  bzw.  $\dot{m}_V$  durch die Strömungsmaschine, Einheit: kg/s

-w <value> Zuweisung der Drehzahl  $\omega_{ATL}$ , Einheit: U/min

-v <value> Zuweisung der VTG-Stellung  $\beta_{VTG}$ , Einheit: °

Wenn die tabellarische Ausgabe (-M tab) aktiviert ist, wird jeder simulierte Arbeitspunkt tabellarisch auf dem Bildschirm in folgender Form ausgegeben:

Input / Output (Turbine):

p_0	T_0	pr	pr_des	w_atl	b_vtg	dm	dm_norm	TQ	eta_T
4000.00	900.00	1.01281	1.00500	54000	47.50	0.00100	0.00750	-0.0005	-0.64922

States:

Loc	h	h_0	s	T	p	A	vel	xi	err
T_ent	999143	999143	7765	900.0	4000	1195	0.54	0.000	0
N_thr	999142	999143	7765	900.0	4000	459	1.40	42.500	0
S_ent	999142	999143	7765	900.0	4000	465	1.38	34.061	0
S_ext	999142	999143	7765	900.0	4000	420	1.53	34.062	0
R_ent	1006654	1006654	7771	906.1	4027	750	0.86	0.000	0
R_ext	1000439	1000440	7772	901.1	3928	574	1.14	0.000	0
T_ext	1000439	1001846	7772	901.1	3928	12	53.05	89.208	0

<RETURN>



Damit wird es leicht möglich, schrittweise durch das Verdichter- oder Turbinenkennfeld zu wandern und interaktiv unmittelbar alle Zustände innerhalb der Strömungsmaschine zu kontrollieren.

Wenn die vollständige, automatisierte Berechnung des Kennfeldes angefordert ist, entsteht eine Tabelle mit folgenden 116 Spalten und je einer Zeile pro Kennfeldpunkt. Neben allgemeinen Betriebspunktdateien, wie z.B. Druckverhältnis, Drehzahl, Massenstrom, ist für jede geometrische Position der Strömungsmaschine ein vollständiger Datensatz mit allen Zustandsgrößen, wie z.B. Enthalpien, Entropie, Drücke, Geschwindigkeiten, Schallgeschwindigkeit, enthalten.

p_0	T_0					
	p_rat	w_atl	b_vtg	dm	TQ	eta_T
h_0	h_00	s_0	p_0	p_00	T_0	T_00
	C_0	xi_0	C_0.r	C_0.p	C_0.z	
	rho_0	a_0	sonic_0			
h_1	h_01	s_1	p_1	p_01	T_1	T_01
	C_1	xi_1	C_1.r	C_1.p	C_1.z	
	rho_1	a_1	sonic_1			
h_2	h_02	s_2	p_2	p_02	T_2	T_02
	C_2	xi_2	C_2.r	C_2.p	C_2.z	
	rho_2	a_2	sonic_2			
h_3	h_03	s_3	p_3	p_03	T_3	T_03
	C_3	xi_3	C_3.r	C_3.p	C_3.z	
	rho_3	a_3	sonic_3			
h_4	h_04	s_4	p_4	p_04	T_4	T_04
	W_4	xi_4	W_4.r	W_4.p	W_4.z	
	rho_4	a_4	sonic_4			
h_5	h_05	s_5	p_5	p_05	T_5	T_05
	W_5	xi_5	W_5.r	W_5.p	W_5.z	
	rho_5	a_5	sonic_5			
h_6	h_06	s_6	p_6	p_06	T_6	T_06
	C_6	xi_6	C_6.r	C_6.p	C_6.z	
	rho_6	a_6	sonic_6			
U_4.r	U_5.r	l_th_2				

Mit geeigneten Programmen (z.B. Matlab) können die entstehenden Dateien weiterverarbeitet und zur Darstellung oder weiteren Simulation verwendet werden.

## B Parameter des exemplarischen Turboladers

Im folgenden ist die Datei vnt15\_c.par abgedruckt, die alle Parameter des exemplarischen Turboladers enthält. Zusätzlich sind einige Befehle zur Ablaufsteuerung der Simulation enthalten. In dieser Datei können alle geometrischen Parameter und die Verlustparameter für die nachfolgende Simulation verändert werden.

```
#####
#
# VNT15 / 151158-31 S/N AC 301477 F
# VW-Nr. 028145702C
# Garret, VW
#
# <simProgram> -S vnt15_c.par -M com,bas,all,mfr,lop,nhl -O v.knf
# <simProgram> -S vnt15_c.par -M tur,bas,all,mfr,lop,nhl -O t.knf
# *** manually remove \eta < 0, \eta > 1
#
#####
#
# Handvermessung:
#   Turbine:
#     Gehaeuseeintritt:  D=39          R=50          [ mm, mm ]
#     Vaned Space:      DA=77          b=5.45         [ mm, mm ]
#                       DI=44.5         [ mm ]
#     Gehaeuseaustritt:  D=39          [ mm ]
#     Rotoreintritt:     D=43,8        th=63          b=5.5   [ mm, grd, mm ]
#     9 Fluegel
#     Rotoraustritt:     DA=36          [ mm ]
#                       DI=12.6        th=140         [ mm, grd ]
#     Leitwerk, 9 Fluegel: N=11 (virtuell)
#     Lagerumkreis:      D=59          [ mm ]
#     Lagerabstand:      W=19          [ mm ]
#     Laenge innen:      LI=9.2        [ mm ]
#     Laenge:            L=21          [ mm ]
#     Dicke, Mittel:      d=1.6        [ mm ]
#     Hals, klein:        lTH=8.2      beta=43.7       [ mm, grd ]
#     Hals, gross:        lTH=2.5      beta=73.3       [ mm, grd ]
#
#   Lose ca. 10% von 8mm Stellweg
TURBINE
#
# Turbine, geometrical Data
#   A:          area          [ m^2 ]
#   r,ri,ro:    radius        [ m ]
#   b,w:        depth, width  [ m ]
#   ph,th,ps:   Eulers angle [ rad ]
#   xi:         side boundary [ rad ]
#   n:          efficiency    [ 1 ]
#   Z:          Loss coefficient zeta
#   L:          channel length [ m ]
#   MS, LS:     Machnumber and Losscoef. for rotating stall
#   casing entry
```

```

GEO[1]  A=0.001195  r=0.0500
GEO[1]  n=0.0    Z=1.9    L=0.2

# inlet nozzle throat (r from e_z-axis to nozzle pivots)
GEO[2]  r=0.0295    b=0.00545
NOZZLE  N=11        l=0.0092    d=0.00160
GEO[2]  n=0.0    Z=1.9    L=0.005

# inlet nozzle exit
GEO[3]  b=0.00545    r=0.0295
          # r is recalculated with nozzle position
GEO[3]  n=0.0    Z=1.9

# rotor entry
GEO[4]  r=0.0219    b=0.00545
GEO[4]  ph=0.0      th=63.0
GEO[4]  n=0.0    Z=1.9    L=0.020

# rotor exit
GEO[5]  ro=0.0180    ri=0.0063
GEO[5]  ph=0.0      th=140.0

#####
#
# Handvermessung:
# Verdichter:
#   Gehaeuseeintritt:  D=41.0                      [ mm ]
#   Duesenhals:        D=33.5                      [ mm ]
#   Vaneless Space:    DA=76.3 B=3.3                [ mm, mm ]
#   Diffusoraustritt:  D=30.0 r=40                  [ mm, mm ]
#   Rotoreintritt:     DO=33.0 BI=60v BI=46          [ mm, grd, grd ]
#   6 Fluegel          DI=10.5 BI=40v               [ mm, grd ]
#   Rotoraustritt:     D=43.8 B=30r G=40v b=3.55     [ mm, grd, grd, mm ]
#   12 Fluegel
#
COMPRESSOR
#
# Compressor, geometrical Data
# A:          area          [ m^2 ]
# r,ri,ro:    radius        [ m ]
# b,w:        depth, width  [ m ]
# ph,th,ps:   Eulers angle  [ rad ]
# xi:         side boundary  [ rad ]
# n:          efficiency     [ 1 ]
# Z:          Loss coefficient zeta
# L:          channel length [ m ]
# MS, LS:     Machnumber and Losscoef. for rotating stall
# casing entry
GEO[1]  A=0.001320
GEO[1]  L=0.035 n=0.0    Z=1.9

# impeller entry
GEO[2]  N=6 w=0.0008
GEO[2]          ro=0.0165    ri=0.006
GEO[2]          ph=0.0      th=-44.0

```

```

GEO[2]  L=0.035 n=0.0    Z=1.9

# impeller exit
GEO[3]  N=12    w=0.0012
GEO[3]          r=0.0219    b=0.00355
GEO[3]      ph=-45.0    th=-50.0
GEO[3]      n=0.0    Z=1.9
GEO[3]  MS=0.75 LS=0.75

# vaneless space exit
GEO[4]          r=0.03815    b=0.00355
GEO[4]  L=0.200 n=0.0    Z=1.9

# casing exit
GEO[5]  A=0.002827

#####
#
SHAFT
#
# Shaft with turbine and compressor rotor, mechanical Parameters
#
INERT    1.9e-4                # [ kg m^2 ]
FRICT    0.03    0.02

#
# End of geometrical description
#
#####
#
# Settings for main program control
#
GLOBAL
R_L      296.7                # [ J / kg K ]
C_P      1005.0               # [ J / kg K ]
T_0      293.15               # [ K ]
P_0      1013e2               # [ Pa ]

LOOPS
#   VTG / [ grd ]                VTG position
#       VTG      58.23
#   VTG 73.3
#   VTG 43.7,50.82,58.23,65.66,73.3
#   VTG 47.5,50.82,58.23,65.66,73.3

#   SPEED / [ rpm ]                ATL speed
#   SPEED  0.0
#   SPEED  189000
#   SPEED  135000
#   SPEED  54000,81000,108000,135000,162000,189000

#   PRAT / [ 1 ]                pressure ratio
#   PRAT  3.0
#   PRAT  1.005:0.005:3.0
#   PRAT  1.1:0.1:3.0

```

```
#    MFRT / [ kg / s ]           mass flow rate
#    MFRT    0.005:0.005:0.20
#    MFRT    0.01:0.0001:0.14
#    MFRT    0.01:0.002:0.20
#    MFRT    0.05

#    PRES / [ mbar ]           pressure at input
#    PRES    1000
#    PRES    4000
#    PRES    2000,3500,5000

#    TEMP / [ degC ]          temperature at input
#    TEMP    300:200:1100
#    TEMP    300
#    TEMP    900

#
#
#####
```

## Literatur

- [1] *Wagner, J.* 3 x Diesel. Volvomagazin, 3:14–24, 2001.
- [2] *div.* Moderne Werkzeuge und Simulationstechniken. Motortechnische Zeitschrift MTZ, 60(2):88–92, 1999.
- [3] *Baehr, H.* Thermodynamik, Eine Einführung in die Grundlagen und ihre technischen Anwendungen. Springer-Verlag, Berlin, 8. Auflage, 1992.
- [4] *Baehr, H.D. und Karl, S.* Wärme und Stoffübertragung. Springer-Verlag, Berlin, 2. Auflage, 1996.
- [5] *Pfleiderer, C. und Petermann, H.* Strömungsmaschinen. Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- [6] *Awwad, M.* Untersuchungen an Abgasturboladern. Dissertation, TU Darmstadt, Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik, 1982.
- [7] *Bohl, W.* Strömungsmaschinen. Kamprath-Reihe. Vogel Buchverlag, Würzburg, 6. Auflage, 1994.
- [8] MAN B&W Diesel AG; LVK, TU München. 5. Aufladetechnische Konferenz, Augsburg, 1993.
- [9] *Gunz, K.* Dynamisches Verhalten von Dieselmotoren in einem CODOG Antriebssystem am Beispiel einer Fregatte. In 6. Aufladetechnische Konferenz, Dresden, 1997.
- [10] *Watson, N. und Janota, M.S.* Turbocharging the internal combustion engine. John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [11] *Ibaraki, S., Higashimori, H. und Mikogami, T.* Flow Investigations of a Centrifugal Compressor for Automotive Turbochargers. SAE Technical Paper Series, 980771, 1998.
- [12] *Ulrich, D.* Experimentelle Untersuchung und Berechnung der Strömungen in Spiralgehäusen von Abgasturboladern mittels der Methode der finiten Elemente. Dissertation, TU Darmstadt, Fachgebiet Thermische Turbomaschinen, 1987.

- [13] *Sieber, J.* Experimentelle und theoretische Untersuchungen an einem Verdichterlaufrad. Dissertation, TU Darmstadt, Fachgebiet Thermische Turbomaschinen, 1987.
- [14] Lehrstuhl Verbrennungsmotoren, TU Dresden. 6. Aufladetechnische Konferenz, Dresden, 1997. Selbstverlag der TU Dresden.
- [15] *Engels, B.* und *Hemer, H.* Turbolader mit verstellbarer Turbinengeometrie für Nutzfahrzeugmotoren. In 6. Aufladetechnische Konferenz, Dresden, 1997.
- [16] *Hohenberg, G., Prenninger, P., Knoll, R.* und *Cichocki, R.* Strategien der Aufladetechnik bei PKW- und Nutzfahrzeugmotoren. In 6. Aufladetechnische Konferenz, Dresden, 1997.
- [17] *Willmann, M.* Aufgeladene TDI-Motoren von Volkswagen. In 6. Aufladetechnische Konferenz, Dresden, 1997.
- [18] *Jeckel, D., Jaisle, J.-W.* und *Krauß, M.* Variable Turbinengeometrie von AlliedSignal. In 6. Aufladetechnische Konferenz, Dresden, 1997.
- [19] *Krüger, M.* und *Enning, M.* PKW-Dieselmotor mit Abgasturboaufladung, variabler Turbinengeometrie / Abgasrückführung. In FVV-Abschlußbericht, Frankfurt/M, 1998. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen.
- [20] *Hild, O., Schloßer, A., Pischinger, S.* und *Rake, H.* Die Regelstrecke eines PKW-Dieselmotors mit Direkteinspritzung im Hinblick auf Ladedruck- und Abgasrückführregelung. Motortechnische Zeitschrift MTZ, 60(3):186–192, 1999.
- [21] *Stefanopoulou, A.G., Kolmanovsky, I.* und *Freudenberg, J.S.* Control of Variable Geometry Turbocharged Diesel Engines for Reduced Emissions. In Proceedings of the American Control Conference, Philadelphia, Pennsylvania, USA, Juni 1998.
- [22] *van Nieuwstadt, M., Moraal, P.E., Kolmanovsky, I., Stefanopoulou, A.G., Wood, P.* und *Criddle, M.* Decentralized and Multivariable Designs for EGR-VTG Control of a Diesel Engine. In Proceedings of the American Control Conference, Philadelphia, Pennsylvania, USA, Juni 1998.

- [23] *Jankovic, Mrd., Jankovic, Mir. und Kolmanovsky, I.* Robust nonlinear controller for turbo-charged diesel engines. In Proceedings of the American Control Conference, Philadelphia, Pennsylvania, USA, Juni 1998.
- [24] *Nelles, O.* Nonlinear System Identification with Local Linear Neuro-Fuzzy Models. Automatisierungstechnik. Shaker Verlag, Aachen, 1999.
- [25] *Schenkel, S.* Modellierung und numerische Simulation der Strömungsvorgänge am Lauf-radeintritt von Turboarbeitsmaschinen. Dissertation, TU Darmstadt, Fachgebiet Turboma-schinen und Fluidantriebstechnik, 1998.
- [26] *Schmidt, C.* Digitale kurbelwinkelsynchrone Modellbildung und Drehschwingungsdämpfung eines Dieselmotors mit Last. Nummer 253 in Reihe 12: Verkehrstechnik / Fahrzeugtechnik. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1995.
- [27] *Kessel, J.-A. und Isermann, R.* Ein modellgestütztes Konzept für Motorsteuerungen und -regelungen. In VDI/VW-Gemeinschaftstagung: Innovationen im Antriebsstrang von Kraft-fahrzeugen, Wolfsburg, 1994.
- [28] *Kessel, J.-A., Sinsel, St. und Isermann, R.* Methoden zur modellgestützten Steuerung und Regelung von Dieselmotoren mit Turbolader. In 16. Internationales Motorensymposium, Wien, 1995.
- [29] *Schley, W., Röhl, L. und Diekamp, R.* Gesamtprozeßanalyse. In Forschungsberichte Ver-brennungskraftmaschinen, Band 434-1 bis 434-3, Frankfurt, 1989. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen.
- [30] *Rennert, P., Schmiedel, H. und Weißmantel (Hrsg.).* Kleine Enzyklopädie Physik. VEB Bibliographisches Institut, Leipzig, 1988.
- [31] *Hutter, K.* Einführung in die Fluid- und Thermodynamik. Scriptum zur Vorlesung, 1992.
- [32] *Bosch (Hrsg.).* Kraftfahrtechnisches Taschenbuch. VDI-Verlag, Düsseldorf, 21. Auflage, 1991.
- [33] *Schäfer, F. und van Basshuysen, R.* Schadstoffreduzierung und Krafstoffverbrauch von PKW-Verbrennungsmotoren. Springer-Verlag, Wien, 1993.



- [34] *Prandtl, L., Oswatitsch, K. und Wieghardt, K.* Führer durch die Strömungslehre. Vieweg, Braunschweig, 9. Auflage, 1990.
- [35] *Isermann, R., Hohenberg, G., Schmidt, M. und Lenzen, B.* Nebenaggregate-Management zur Reduktion von Verbrauch und Emissionen. In 6. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 1997.
- [36] *Sinsel, S., Schaffnit, J. und Isermann, R.* Echtzeit-Simulation von Dieselmotoren zur Entwicklung von Diagnosemethoden. In 2. Stuttgarter Symposium Kraftfahrwesen und Verbrennungsmotoren, Stuttgart, 1997. Expert Verlag.
- [37] *Kessel, S. und Fröhling, D.* Technische Mechanik = Technical Mechanics, Fachbegriffe im deutschen und englischen Kontext. B. G. Teubner, Stuttgart, 1998.
- [38] *Würtemberger, M.* Modellgestützte Verfahren zur Überwachung des Fahrzustands eines PKW. Nummer 314 in Reihe 12: Verkehrstechnik / Fahrzeugtechnik. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1997.
- [39] *Böhm, J.* Kraft- und Positionsregelung von Industrierobotern mit Hilfe von Motorsignalen. Nummer 405 in Reihe 8: Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994.
- [40] *Becker, E.* Technische Strömungslehre. Teubner, Stuttgart, 1977.
- [41] *Hofbauer, M.* OMV Aktiengesellschaft, Nutzfahrzeug-Motorenöle. <http://www.omv.co.at/-omv/de/business/mineral/nfz.html>, Juni 1998.
- [42] *William, H. u.* Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing. Camebridge University Press, 1988.
- [43] *Neuhäuser, H.* Berechnung der Strömung im schauffellosen Ringraum des Radialverichters. VDI-Zeitschrift, 117(1975)10, 1975.
- [44] *Eck, B.* Technische Strömungslehre. Springer, Berlin, 9. Auflage, 1991.
- [45] *Sigloch, H.* Technische Fluidmechanik. VDI-Verlag, Düsseldorf, 3. Auflage, 1996.

- [46] *Beat, R.* Radialverdichter im Instabilitätsbereich. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1996.
- [47] *Hunziker, R.* Einfluß der Diffusorgeometrie auf die Instabilitätsgrenze des Radialverdichters. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1993.
- [48] *Benson, R.S., Cartwright, W.G. und Das, K.S.* An investigation of the losses in the rotor of a radial flow gas turbine at zero incidence under conditions of steady flow. In Proc. Inst. Mech. Engrs, Band 183, Pt. 3H, August 1967.
- [49] *Benson, R.* A review of methods for assessing loss coefficients in radial gas turbines. Int. J. Mech. Sci., 12, 1970.
- [50] *Whitfield, A. und Wallace, F.J.* Study of incidence loss models in radial and mixed flow turbomachinery. In Proc. Inst. Mech. Engrs, Conf. Publication 3, 1973.
- [51] *Futral, S.M. und Wasserbauer, C.A.* Off-design performance prediction with experimental verification for a radial inflow turbine. NACA TN, D-2621, 1965.
- [52] *Bridle, E.A. und Boulter, R.A.* A simple theory for prediction of losses in the rotor of inward radial flow turbines. In Proc. Inst. Mech. Engrs, Band 182, Pt. 3H, August 1967.
- [53] *Balje, O.* A contribution to the problem of designing radial turbomachinery. Transactions ASME, 74, 1952.
- [54] *Gärtner, D.* Über die Reibung einer rotierenden Scheibe im umlaufenden Gehäuse. Dissertation, TU Darmstadt, Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik, 1956.
- [55] *Raab, U.* Moderne Aktoren: Eine leistungsfähige Synthese aus Mechanik und Mikroelektronik. MSR, 3:51 – 55, 1990.
- [56] *Raab, U.* Modellgestützte digitale Regelung und Überwachung von Kraftfahrzeugaktoren. Nummer 313 in Reihe 8: Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1993.

- [57] *Isermann, R., Jost, O. und Schwarte, A.* Modellgestützte Reglerentwicklung für einen Abgasturbolader mit variabler Turbinengeometrie an einem DI-Dieselmotor. *Motortechnische Zeitschrift MTZ*, 61(3):184 – 192, 2000.
  
- [58] *Naumann, D.* Untersuchungen über den Meßfehler eines Thermometers in einer Strömung und die Folgen für die thermodynamische Wirkungsgradmessung. Dissertation, TU Darmstadt, Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik, 1966.



## Lebenslauf

### Persönliche Daten

Name	Jens-Achim Kessel
Adresse	Akazienweg 20, 64807 Dieburg
eMail	Jens-Achim.Kessel@gmx.de
Geburtstag	09.05.1968
Geburtsort	Karlsruhe
Familienstand	verheiratet, 1 Kind

### Schulbildung

1974 - 1978	Grundschule in Dortmund-Aplerbeck
1978 - 1987	Gymnasium a.d. Schweizer Allee, Dortmund-Aplerbeck

### Wehrdienst

1987	Ausbildung zum Radar-Anlagen Mechaniker, 2. LWAR Pinneberg
1987 - 1988	Ausbildung zum DV-Anlagen Mechaniker, Tätigkeit in technischer Einsatzsteuerung, Erndtebrück

### Studium

1988 / 1989	Grundpraktikum, ABB Dortmund
1988 - 1990	Grundstudium Elektrotechnik, TU-Darmstadt
1991	Fachpraktikum, GeVoTron GmbH, Dortmund
1990 - 1993	Vertiefungsrichtung Regelungstechnik, TU-Darmstadt

### Berufstätigkeit

1993 - 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Automatisierungstechnik, TU-Darmstadt
seit 1998	TECHNOGERMA-Systems GmbH, Darmstadt, Entwicklung Automatisierungstechnik, Motoren- / Turbolader- / Sonderprüfstände

### Weitere Aufgabengebiete

1990 - 1993	Mitglied im Vorstand des TU-Chores
1990 - 1992	div. HiWi Tätigkeiten am IAT: Elektronikentwicklung, Praktikumsbetreuung
1995 - 1998	Mitglied im Fachbereichsrat Regelungstechnik